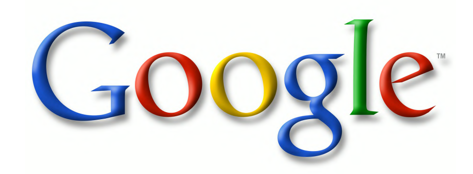



Princeton University Library
32101 043986007




VET TES EN
NOV TAM TVM
Dei
Sub Numine
Viget



ZEITSCHRIFT

FÜR

TECHNISCHE PHYSIK

HERAUSGEGEBEN
VON DER
**DEUTSCHEN GESELLSCHAFT
FÜR TECHNISCHE PHYSIK E.V.**

UNTER MITWIRKUNG
VON
PROF. DR. GEORG GEHLHOFF UND DR. HANS RUKOP

SCHRIFTLEITUNG:
PROFESSOR DR. WILHELM HORT

VIERTER JAHRGANG



1923

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH IN LEIPZIG

Ze

.923

Otto L

Techni

F.

H.

A.

Tech

H

Zeitschrift für technische Physik

1928 | **Vierter Jahrgang** | **Nr. 1**

INHALT:



Otto Lehmann †.

Geheimer Rat Dr. phil. Otto Lehmann, ordentlicher Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Karlsruhe, ist am 13. Januar 1855 in Konstanz geboren. Seine Berufung zum Ordinarius erfolgte 1889. Außer zahlreichen wissenschaftlichen Aufsätzen hat er u. a. folgende Werke in Buchform verfaßt: Das Kristallisationsmikroskop und die damit gemachten Entdeckungen, insbesondere der flüssigen Kristalle. — Leitfaden der Physik zum Gebrauche bei Experimentalvorlesungen. — Flüssige Kristalle und die Theorien des Lebens. — Die scheinbar lebenden Kristalle. — Die neue Welt der flüssigen Kristalle. — Außerdem sind die neueren Auflagen von J. Frick, Physikalische Technik von ihm herausgeben worden.

Technische Optik.

Lumineszenzerscheinungen und ihre Beziehungen zur Technik.

Von Fritz Schröter.

(Vorgetragen in der Sitzung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik am 18. Februar 1921.)

Erster Teil.

I. Das Prinzip der Temperatursteigerung.

Die Entwicklung der künstlichen Lichtquellen wird gegenwärtig noch ganz von den Gesetzen der Temperaturstrahlung bestimmt. Beachtet man die Reihenfolge der neueren Errungenschaften: Halbwattlampe — Lichtbogen unter Druck — Beckbogenlampe, so tritt das Bestreben, die Erhitzung des Leuchtkörpers immer höher zu treiben, deutlich hervor. Nach der Wien-Planckschen Gleichung, die das Emissionsvermögen des Hohlraumstrahlers als $f(\lambda, T)$ ausdrückt und mit Hilfe der Empfindlichkeitskurve der Netzhautzapfen seinen photometrischen Wirkungsgrad für jede beliebige Temperatur zu berechnen gestattet, würde die theoretische Höchstleistung des schwarzen Körpers (nach Lummer[1]) rd. 10 HK_0/W) erst bei 6750° abs. T. erreicht werden.

Der Erhitzung fester Stoffe sind jedoch durch Schmelzpunkt (Wolfram 3400°, Kohlenstoff 4200° abs. T.) Dampfdruck, Reaktionsfähigkeit und mechanische Eigenschaften Grenzen gesetzt, oberhalb deren der Leuchtkörper hinsichtlich Form und Masse unbeständig wird. Diese Grenzen liegen für alle in Betracht kommenden Substanzen tief unter dem angegebenen Temperaturoptimum des schwarzen Strahlers. Weitere Erhöhung der Energiedichte führt naturgemäß zur Verdampfung und damit zur selektiven Strahlung der Materie. Im Anschluß an die Arbeiten von Beck hat Gehlhoff[2]) gezeigt, wie man im positiven Lichtbogenkrater durch Erzwingung anormalen Anodenfalles Metalldampfschichten zu so intensiver Linienemission anregen kann, daß seine Flächenhelligkeit das Siebenfache des Normalwertes erreicht. Die Strahlung des festen Kratergrundes tritt besonders im Gebiet der kürzeren Wellenlängen[3]) gegen die helle, durch den Elektronenstoß erzeugte Lumineszenz des Dampfes sehr zurück. Es wäre denkbar, dieses infolge des schnellen Elektrodenabbrandes auf Projektionslampen beschränkte Verfahren zur Herstellung einer reinen Dampflampe mit luftdicht abgeschlossenen, reversibel verdampfenden Elektroden zu benutzen, bei welcher die Verteilung des Spannungsgefälles ähnlich wie bei der Becklampe sein mußte. Obwohl vom rein ökonomischen Standpunkt nicht aussichtslos[1]), dürften derartige Versuche daran scheitern, daß die Dämpfe der in Betracht kommenden Metalle (Na, Li, Ca, Tl u. a.) bei den hohen Temperaturen alle anwendbaren Gefäßmaterialien zu stark angreifen.

[1]) Lummer, Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik, 1918, S. 236.

[2]) Zeitschr. f. techn. Physik **1** (1920), S. 7 und 37.

[3]) Zeitschr. f. techn. Physik **1** (1920), S. 39.

II. Ideale Selektivstrahler.

Auf Grund dieser Erkenntnis wird die Beleuchtungstechnik einer späteren Epoche sich von dem Prinzip möglichster Temperatursteigerung ab- und ausschließlich solchen Leuchtvorgängen zuwenden, welche bei technisch durchführbaren Temperaturen des lichtaussendenden Mediums der Energieausnutzung idealer Selektivstrahler im Sinne Lummers[2]) möglichst nahekommen. Den Übergang zu derartigen Erscheinungen bilden Körper vom Charakter des Auerglühstrumpfes, dessen Selektivität hauptsächlich im Fehlen der Wärmewellen beiderseits der Gegend von 5 μ zum Ausdruck kommt. Die theoretischen Grenzen lassen sich mittels der Wien-Planckschen Gleichung und der Zapfenkurve auch für derartige Strahler angeben. Sie werden unter der Annahme erhalten, daß Emission und Absorption nur im sichtbaren Wellenlängenbereich vorhanden, außerhalb desselben jedoch Null seien. Lummer unterscheidet dabei folgende Fälle:

a) Idealer Temperaturstrahler. Sein Absorptionsvermögen ist eine Temperaturfunktion. Entspricht die Energieverteilung dem schwarzen Körper, so ist die Höchstleistung 21,5 HK_0/W bei 8000° abs. T. Das theoretische Maximum des gewöhnlichen schwarzen Strahlers (10 HK_0/W) wird jedoch schon bei 2360° erreicht, also etwa bei der Brenntemperatur des Wolframdrahtes in der luftleeren Glühlampe.

b) Idealer temperaturunabhängiger Selektivstrahler. Die Energieverteilung ist keine Temperaturfunktion. Hierbei ist es gleichgültig, ob das Leuchten auf Temperaturstrahlung oder auf Lumineszenz beruht. Den höchsten Wirkungsgrad von 45 HK_0/W ergäbe eine der Zapfenkurve proportional verlaufende Emission.

c) Maximal idealer Strahler (im rein wirtschaftlichen Sinne). Während die Körper a) und b) im gesamten sichtbaren Gebiet strahlen, also weißes Licht verschiedener Ordnung aussenden, wird nunmehr angenommen, daß die zugeführte Leistung

[1]) Vgl. die Messungen von Wedding am Drehstromlichtbogen, die bei vorzugsweise Na- und Ca-Dampf liefernden Effektkohlen über 11 HK_0/W ergaben; E. T. Z. **33** (1912), S. 579.

[2]) Leuchttechnik, S. 235 bis 238.

quantitativ in monochromatische Strahlung der Gegend des Reizmaximums (544 $\mu\mu$ bis 558 $\mu\mu$) übergeht. Bei konstantem, von der Temperatur unabhängigem Emissionsvermögen erhalten wir das absolute Maximum des Umsatzes, 64 HK_0/W, für jede beliebige Erregungsart und Temperatur.[1])

Die Frage lautet nun: Wird die Technik dem idealen Selektivstrahler auf dem Wege der Temperaturstrahlung oder auf dem der Lumineszenz näherkommen?

III. Die Grenzen des idealen Temperaturstrahlers.

Wir betrachten zuerst die Wahrscheinlichkeit eines idealen, im festen oder flüssigen Aggregatzustande leuchtenden Temperaturstrahlers, dessen Absorptionsvermögen beiderseits von Rot und Violett als Grenzen sprunghaft auf Null abfällt. Die vollständige Erfüllbarkeit dieser Bedingung ist nach der heutigen kinetischen Auffassung der thermischen Emission als einer durch die Gesetze der statistischen Mechanik bestimmten (Maxwellschen) Verteilung von Energiequanten auf die im Strahlungsgleichgewicht befindlichen Resonatoren abzulehnen. Nach dem Beispiel der seltenen Erdoxyde bleibt aber ein dem Idealfall angenähertes Verhalten vorstellbar, derart, daß in einer dem gewöhnlichen Temperaturstrahler entsprechenden Intensitätsverteilung gewisse ultrarote Gebiete (in denen sonst die meiste Energie enthalten ist) sich durch hohe Durchlässigkeit, mithin geringe Emission auszeichnen, die aber nicht Null sein kann. Oder es treten im Sichtbaren besondere Eigenfrequenzen stark hervor, während die Intensität der Temperaturstrahlung, bezogen auf eine sehr dünne Schicht der Substanz, im ganzen übrigen Spektrum vergleichsweise gering, aber doch von endlichem Betrage ist. In beiden Fällen ergibt sich unter Beachtung des Kirchhoffschen Gesetzes und der Extinktion, die das von den tieferen Molekülschichten des Leuchtkörpers emittierte Licht in den darüberliegenden erfährt[2]), folgende Regel: Für jeden Wert von λ reduziert sich der Wirkungsgrad des selektiven Temperaturstrahlers mit wachsender Schichtdicke und Temperatur immer mehr auf denjenigen des Hohlraumstrahlers. Die Strahlung wird „geschwärzt". Die Selektivität kommt um so stärker zum Ausdruck, in je dünneren Schichten und bei je tieferer Temperatur die Substanz wirtschaftlich zum Leuchten gebracht werden kann.

Dieser Satz läßt die Grenzen technischer Ausnutzung derartiger Lichtquellen erkennen. Selbst wenn es einen fast idealen selektiven Temperaturstrahler gäbe, wäre seine praktische Durchführbarkeit aus rein mechanischen Gründen beschränkt, da man nicht mit beliebig dünnen Schichten arbeiten könnte.

IV. Emission und Absorption bei Lumineszenzvorgängen.

Die Beobachtung der Fluoreszenz in Gasen und Dämpfen[1]) hat zur Definition der sogenannten

---

[1]) Dieser Wert schwankt mit der Wahl der Spektralgrenzen, der Zapfenkurve und der Konstanten c_2 der Planckschen Formel ziemlich erheblich, erreicht aber nach neueren Berechnungen von A. R. Meyer jedenfalls rd. 50 HK_0/W. Entsprechend würden sich alle von Lummer angegebenen Zahlenwerte bei Benutzung der von Meyer zugrunde gelegten Messungen verringern. Für den schwarzen Strahler ergibt sich so eine theoretische Höchstleistung von 7,2 HK_0/W („Lichttechnik", herausgegeben von L. Bloch, München und Berlin 1921, S. 39).

[2]) Hat eine sehr dünne Schicht bei gegebenem λ und T ein endliches Emissionsvermögen e und ein ebenfalls endliches Absorptionsvermögen a, so ergibt sich durch Summierung der Beiträge, welche die einzelnen absorbierenden Schichten zu der aus der Oberfläche austretenden Gesamtstrahlung liefern, deren Wert zu $e/a = e_s$. Für ein Gemisch mehrerer Temperaturstrahler gilt:

$$E = \frac{e_1 + e_2 + e_3 + \dots}{a_1 + a_2 + a_3 + \dots} = e_s; \quad (e_s = \text{Emission des schwarzen } K).$$

Die mit der Temperatur zunehmende Schwärzung haben u. a. Schaum und Wüstenfeld, Zeitschr. f. wiss. Photographie, Photophysik und Photochemie, X (1911), S. 213, für eine Reihe selektiver Strahler bewiesen. Sie erklärt sich teils aus der wachsenden Zahl der Freiheitsgrade und der molekularen Zusammenstöße (Vermehrung der Eigenfrequenzen), teils aus der mit der Temperatursteigerung zunehmenden Anteilnahme tieferer Molekülschichten an der Gesamtstrahlung.

Anmerkung bei der Korrektur: Als weitergehende Folgerung aus vorstehenden Sätzen, die Verf. bereits in einem am 22. Januar 1920 in der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft gehaltenen Vortrage berührt hat, postuliert F. Skaupy in seiner deutschen Patentanmeldung S 52306 Kl. 21 f vom 19. Februar 1920 den durchsichtigen, nur im Spektralgebiet der auszusendenden Emission gefärbten Selektivstrahler. Da bei kleinkristallinischer Struktur eines solchen Glühkörpers der schwärzende Einfluß der Schichtdicke stark hervorträte — indem der Absorptionsweg der Strahlung infolge vielfacher Brechung erheblich länger wird — will Skaupy einen Einkristall, z. B. aus dem trotz seiner Durchsichtigkeit auch in der Kälte gut stromleitenden Zinkoxyd, nach Art eines Nernststiftes verwenden. Die Mittel zur Färbung im sichtbaren Spektrum sollen dem Zinkoxyd in fester Lösung, in kolloidalem Zustande oder in isomorpher Mischung beigemengt sein (etwa so, wie Schwermetalloxyde von Aluminiumoxyd aufgenommen werden und hitzebeständige Einkristalle in Gestalt der synthetischen Edelsteine ergeben). — Die Ausführbarkeit eines derartigen Selektivstrahlers wird davon abhängen, ob das Absorptionsgebiet des bei niedriger Temperatur nur im Sichtbaren färbenden Agens bei der erforderlichen Minimaltemperatur sich in das Ultrarot hinein verbreitert oder nicht; auch wäre eine Ausdehnung der in diesem Bereich liegenden Eigenschwingungs-Maxima mit steigender Temperatur zu berücksichtigen. Z. B. erstreckt sich die bei mäßiger Erhitzung auf den kurzwelligeren Teil des Leuchtspektrums beschränkte Absorptionsbande des Ceroxydes in der Auerstrumpfmasse bei höheren Temperaturen schließlich bis weit über die Grenze des Rot in das Gebiet der langen Wellen hinein. Jedenfalls regt die Skaupysche Patentanmeldung zu zahlreichen Experimentaluntersuchungen nach einer neuen Richtung an.

[1]) Siehe z. B. P. Pringsheim, Fluoreszenz und Phosphoreszenz im Lichte der neueren Atomtheorie (Berlin 1921).

Resonanzstrahler geführt, die dem Kirchhoffschen Gesetz gewissermaßen nur qualitativ gehorchen. Dazu gehören die Träger der langwelligen Grenzen der Hauptserien (Na-Linien D_1, D_2; Hg-Liniendublett 253,6 $\mu\mu$). Die vom unerregten Atom aus einfallender Strahlung quantenhaft absorbierte Energie wird in der gleichen Wellenlänge, mithin verlustlos, reemittiert[1]), sofern während der Anregungsdauer, deren Größenordnung 10^{-8} sec ist, keinerlei mit Impulsverlust verbundene Wechselwirkung mit Nachbaratomen stattfindet. Diese Bedingung ist in stark verdünnten Gasen, also bei genügend kleiner gaskinetischer Stoßzahl, erfüllt. Bei vollkommener Resonanzstrahlung muß demgemäß der Extinktionskoeffizient für die Resonanzwellenlänge λ_r Null werden. Nach dem Beerschen Gesetz summieren sich dann die Einzelintensitäten aller unendlich dünnen Schichten des leuchtenden Dampfes, und wir beobachten das bekannte „Volumenleuchten" der Elektrolumineszenzlampen. Die Schichtdicke spielt im Gegensatz zum Temperaturstrahler keine oder — wie Messungen an in starker Verdünnung leuchtenden Gasen (N_2, He, Ne) bewiesen haben — nur eine untergeordnete Rolle.

Bei höherer Dichte des leuchtenden Mediums ist wegen der gegenseitigen molekularen Störungen der Absorptionsvorgang verwickelter. Im Falle einatomiger Dämpfe, unter denen wiederum Na und Hg besonders eingehend studiert worden sind[2]), wird auf die Entstehung kurzlebiger Moleküle geschlossen; ein Teil der aufgenommenen Energie erscheint als Rotationswärme und wird als Bandenstrahlung abgegeben, deren im Ultrarot liegende Anteile für die beleuchtungstechnische Ausnutzung verloren gehen. Wir haben dann „wahre" Absorption. So zeigt z. B. die Quarzlampe nach kurzem Einbrennen Selbstumkehr der Linie 253,6 $\mu\mu$. Die Strahlungsschwärzung durch die den leuchtenden Kern umgebende Dampfhülle ist eine Erscheinung, auf deren Bedeutung für die Entwicklung der Metallbogenlampe ich bereits an anderer Stelle eingegangen bin.[3])

Feste und flüssige Körper zeigen, in Abhängigkeit von der Eindringungstiefe des erregenden Vorganges und von der Durchsichtigkeit für das emittierte Licht, entweder Oberflächen- oder Volumenlumineszenz. Zur ersteren Art zählen die Photo- und die Kathodolumineszenz fester Substanzen, zur zweiten die Fluoreszenz und die Chemolumineszenz in Lösungen. Welche Rolle hierbei die Temperatur, d. h. die Intensität der Molekularbewegung, sowohl während des Absorptionsaktes als auch bei der Emission spielt, ist bekannt. Fig. 1, die den Untersuchungen von Becquerel entnommen ist, führt uns den Temperatureinfluß deutlich vor Augen. Der Impulsaustausch der



311,35 534,10 558,89

Phosphoreszenz des Uranyl-Kaliumsulfats.

a) Absolute Temperatur 288°.
b) „ „ 80° (Flüssige Luft).
c) „ „ 20° (Flüssiger Wasserstoff).

Fig. 1.

Massenteilchen, der auch bei den photochemischen Reaktionen in Erscheinung tritt, bewirkt, daß zwischen der Energieaufnahme durch das aktivierbare Molekül und der Wiederabgabe durch das erregte Molekül ein Energieverlust an Nachbarteilchen eingeschaltet ist. Ein Teil der Energiezufuhr kann auch zur Bildung einer neuen intramolekularen Konfiguration verbraucht werden. Lassen sich die Moleküle aus dem neutralen in den angeregten Zustand nur durch die Energiedifferenz $E_a - E_n$ überführen und gelangen sie dann durch einen Impulsverlust von veränderlichem Betrage — der sehr klein sein kann — in den Zwischenzustand $E_a' - E_n$ so ergibt der Elektronensprung[1]) nach der Bohrschen Auffassung die Strahlungsfrequenz $\nu = \frac{E_a' - E_n}{h}$. Diese ist geringer als die der Anregungsenergie entsprechende Frequenz (Stokessche Regel) und wird daher vom unerregten Molekül nicht absorbiert: Die wirksamen Bestandteile luminophorer Massen liefern dann keinen Beitrag zur Extinktion ihres Eigenlichtes. In Übereinstimmung damit steht die Erfahrung, daß lumineszierende Flächen das Lambertsche Gesetz nicht befolgen.

Wir wollen dieses Ergebnis auf die für die beleuchtungstechnische Forschung interessante Klasse von Körpern anwenden, die bei erhöhter Temperatur unter dem Aufprall von Kathodenstrahlen oder durch Flammenerregung lumineszieren. Von älteren Arbeiten[2]) und bekannten Beobachtungen, die sich auf besondere Fälle von Thermolumineszenz bei Kristallen (Flußspat, Kalzit u. a.) beziehen, absehend, finden wir bemerkenswertes

[1]) Vgl. W. Gerlach, Verh. D. Phys. Ges., 3. Reihe, I (1920), S. 31; sowie J. Franck und F. Reiche, Zeitschr. f. Physik, I (1920), S. 156.

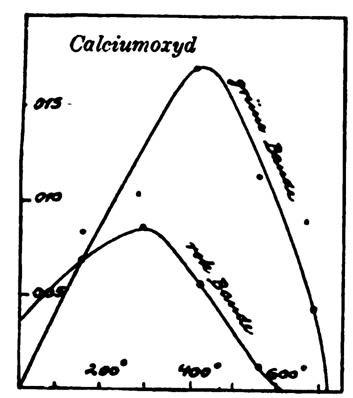
[2]) Vgl. J. Franck und W. Grotrian, Zeitschr. f. Physik, IV (1921), S. 89.

[3]) Zeitschr. f. techn. Physik 1 (1920), S. 154 ff.

[1]) Hierbei ist angenommen, daß sich die Quantenzahlen der Rotations- und Schwingungsenergie nicht ändern. Streng genommen ist das vollständige Bandengesetz anzuwenden.

[2]) Siehe z. B. Crookes, Proc. Royal Soc. 1881, p. 209; Wiedemann und Schmidt, Wiedemanns Annalen **56**, S. 218.

Material in neueren Mitteilungen von Nichols und seinen Mitarbeitern.[1]) Das Phänomen ist sehr deutlich bei den Oxyden von Ca, Mg, Zn, Al, Si, Zr. Unabhängig von der Erregungsart besteht für jede Substanz und jede selbständige Lumineszenzbande ein Temperaturoptimum der Intensität (Fig. 2). Soweit die bisher veröffentlichten Messungen Schlüsse zulassen, liegt die obere Grenze der Lumineszenzfähigkeit im Gebiete der Rotglut. Dieses Verhalten kann auf verschiedene Weise gedeutet werden; es läßt sich aber zeigen, daß es



Kathodolumineszenzbanden von sublimiertem Calciumoxyd.

Fig. 2.

ohne besondere Annahmen über die Art der Lumineszenzerregung ganz allgemein aus dem Kirchhoffschen Gesetz folgt:

Ein Lumineszenzstrahler A befinde sich gleichmäßig verteilt in einem temperaturstrahlenden Medium B. Für die von A emittierte Wellenlänge λ_r habe B das Emissionsvermögen e und das Absorptionsvermögen a; A habe in λ_r die Intensität ε; sämtliche Werte bezogen auf eine unendlich dünne Schicht. Unter der Annahme, daß die Moleküle von A die Wellenlänge λ_r nicht absorbieren, folgt für das resultierende Strahlungsvermögen in λ_r bei hinreichender Dicke der leuchtenden Masse:

$$E = \frac{e + \varepsilon}{a} = e_s \cdot \left(1 + \frac{\varepsilon}{e}\right), \qquad (1)$$

wenn e_s das Emissionsvermögen des schwarzen Körpers bedeutet.[2]) Die Ableitung gilt streng nur für die mittlere räumliche Lichtstärke eines homogenen, nach allen Richtungen strahlenden Leuchtkörpers. Das Verhältnis ε/e wird bei niederer Temperatur sehr hohe Werte besitzen; bei gesteigerter Erhitzung wächst aber e nach dem Lummer-Kurlbaumschen Potenzgesetz schnell an, während ε einem von der besonderen Art der Lumineszenzerregung abhängigen Temperaturoptimum zustrebt, das z. B. für die rote Bande des kathodolumineszierenden Calciumoxyds gemäß Fig. 2 in der Gegend von 300° liegt.[1]) Oberhalb einer gewissen Temperaturgrenze muß also e/ε abfallen, so daß unter Voraussetzung genügender Schichtdicke der Wirkungsgrad der Strahlung λ_r gegen denjenigen des schwarzen Körpers konvergiert. Im Einklang damit steht die Tabelle 1, die der Arbeit von Nichols und Wilbur (l. c.) entnommen ist. Sie zeigt, daß schwarze und wahre Temperatur des von dem lumineszierenden CaO bedeckten Heizbandes schließlich zusammenfallen, bis auf die Differenz, die sich aus der Abweichung der Temperaturstrahlung der sehr dünnen Oxydschicht von der Hohlraumstrahlung erklärt.

Tabelle 1.
Temperaturen und Kathodolumineszenzerregung der roten Bande von sublimiertem CaO (nach Nichols und Wilbur).

Wahre Temperatur des mit CaO bedeckten Heizbandes	Schwarze Temperatur des Heizbandes	Lichtstärke der erregten Bande (650 $\mu\mu$)
20°	680°	0,0040
150	702	0,0067
280	712	0,0083
410	695	0,0055
542	644	0,0010
650	—	—
675	666	0,0000
725	—	—

Vorstehend abgeleitete Beziehung gilt nur für für den Fall, daß der Erregungsvorgang (Elektronenaufprall, Bestrahlung) genügend tief in das gleichzeitig temperaturstrahlende Medium B eindringt, so daß die schwärzende Wirkung der Moleküle B auf die Emission der Moleküle A zum Ausdruck kommen kann. Bei der Thermolumineszenz oder Chemolumineszenz homogener Gemische muß die Gleichung (1) jedoch ihre volle Gültigkeit bewahren. Die allgemeinen Folgerungen aus derselben lauten dann:

1. Die Schichtdicke spielt keine Rolle in einem Temperaturgebiet, wo e klein gegen ε ist. Darin besteht die Verschiedenheit gegenüber den reinen Temperaturstrahlern, bei welchen zur Ausnutzung des selektiven Effektes die Schichtdicke bis zur Grenze der mechanischen Festigkeit verringert werden muß, (was z. B. in dem feinen Gewebe des Auerstrumpfes zum Ausdruck kommt).

---

[1]) Nichols und Wilbur, Proc. Nat. Acad., Dezember 1920; Phys. Review (2) 17 (1921), S. 453; 17 (1921), S. 707—717.

[2]) Die Form des Ausdrucks läßt darauf schließen, daß die Wirkung des Auerglühstrumpfes nicht auf einer Lumineszenzerscheinung der gedachten Art beruhen kann. Bekanntlich hat jener ein ausgesprochenes Maximum der Nutzleistung zwischen etwa 0,8 und 2 % Ceroxydgehalt. Dieses Verhalten ist nicht in Übereinstimmung mit obiger Formel, wohl aber mit den Gesetzen der Temperaturstrahlung.

[1]) Ob das Temperaturoptimum so zu deuten ist, daß oberhalb desselben die lumineszenzfähigen Moleküle zerstört werden, oder ob diese, wie bei den Phosphoren, durch die gesteigerte Wärmebewegung nur ihre Erregbarkeit verlieren, bleibt fraglich.

Tabelle 2.

Leuchtsubstanz	Thermometrische Temperatur	Flächenhelligkeit in HK/cm²	Beobachter
Erdalkaliphosphore	Zimmertemperatur	maxim. $11 \cdot 10^{-6}$	Gehlhoff und Schering
Radioaktive Leuchtfarbe (0,1 mg Ra/g Zn S)	Zimmertemperatur	$14 \cdot 10^{-6}$	Berndt
Europäische Leuchtinsekten (Leuchtorgane des Glühwurms)	Zimmertemperatur	1 bis $3 \cdot 10^{-5}$	ber. nach Messungen von Gehlhoff und Schering
Leuchtorgane der amerikanischen Feuerfliege	Zimmertemperatur	$5 \cdot 10^{-8}$	ber. nach Angaben von Coblentz
Leuchtbakterien	Zimmertemperatur	$8 \cdot 10^{-8}$	Lode.
Neon, negatives Glimmlicht an Eisenkathoden	?	0,7 bis $1 \cdot 10^{-1}$	Schröter
Neon, negatives Glimmlicht an Kaliumkathoden	?	1,5 bis $2 \cdot 10^{-1}$	Schröter
Stickstoff, positive Säule der Glimmentladung	ca. 400° abs. T.	0,21	Wedding
Neon, positive Säule des Lichtbogens	ca. 360° abs. T.	1,3	Schröter
Krater des Kohlelichtbogens	4200° abs. T.	$1{,}8 \cdot 10^{4}$	—

2. Der Wirkungsrad wächst mit der Durchsichtigkeit des Stoffes *B* für die Lumineszenzstrahlung von *A*.

3. Der Wirkungsgrad wird um so größer, je niedriger die Temperatur des leuchtenden Mediums gehalten werden kann. Deren untere Grenze ist durch die zur Erregung der Lumineszenz erforderliche Mindestenergie gegeben.[1])

V. Ideale und reale Lumineszenzstrahler.

Zweifellos sind also die „allaktinen" Strahler theoretisch geeignet, um zu höheren Wirkungsgraden zu gelangen, als wir sie mittels reiner Temperaturstrahlung selektiver Art zu erreichen hoffen dürfen. Denn bei dem diskontinuierlichen Charakter ihrer Emission könnte durch passende Wahl der Komponenten und der Anregungsbedingungen das möglichst auf das sichtbare Spektrum zu beschränkende Mischlicht in einer von der Temperatur entweder unabhängigen oder in günstigerer Weise abhängigen Intensitätsverteilung erhalten werden, als dies nach den Gesetzen der Temperaturstrahlung möglich wäre, deren photometrisch ergiebigste Zusammensetzung erst bei sehr hohen, technisch undurchführbaren Wärmegraden eintreten würde. Derartige Lumineszenzlichtquellen zählen zu den idealen Selektivstrahlern nach II, b und c.

Eine Vorstellung davon, wie weit solche Strahler von ihrer technischen Verwirklichung heute zumeist noch entfernt sind, gibt Tabelle 2, aus welcher die maximalen Flächenhelligkeiten einer Anzahl verschiedener Lumineszenzquellen zu ersehen sind. Als Gegenstück aus der Klasse der Temperaturstrahler ist am Schluß die Kraterhelligkeit der Kohlebogenlampe hinzugefügt. Man erkennt aus der Gegenüberstellung der Helligkeitswerte die einstweilen rein theoretische Bedeutung unserer Betrachtungen. Allerdings liefert die Zusammenstellung insofern kein ganz zutreffendes Bild, als inzwischen Lumineszenzerscheinungen fester Körper von einer die gewohnten Stärken weit übertreffenden Lichtintensität aufgefunden worden sind, und zwar sowohl Chemolumineszenzen [Oxydation ungesättigter Siliziumverbindungen[1])] als auch Kathodo- und Photolumineszenzen [Borstickstoff, Borsäureluminophore[2])]. Vergleichbare Messungen der Flächenhelligkeit liegen bei diesen Stoffen noch nicht vor.

Nach Tabelle 2 hat bisher allein die Elektrolumineszenz verdünnter Gase technisch in Betracht kommende Flächenhelligkeiten geliefert. Wir wollen daher solche Lichtquellen zunächst behandeln, jedoch mit Rücksicht auf die in dieser Zeitschrift bereits gegebene ausführliche Darstellung ihres Standes und ihrer Entwicklungsmöglichkeiten[3]) nur insoweit, als im Rahmen unseres Themas Ergänzungen nachzutragen sind.

Zusammenfassung des erstes Teiles.

Die Abkehr der künftigen Beleuchtungstechnik von dem Prinzip der Temperatursteigerung und die Heranziehung der selektiven Strahlung geeigneter Leuchtkörper im Bereiche technisch durchführbarer Temperaturen werden begründet. Während beim „idealen" Temperaturstrahler die mit der Schichtdicke und Temperatur zunehmende Strahlungsschwärzung der Selektivität entgegen-

[1]) Am vorteilhaftesten wäre es, wenn man bei so mäßigen Temperaturen arbeiten könnte, daß die Wärmeleitung und -strahlung des technisch unvermeidbaren Substanzträgers, z. B. des Leuchtschirmes bei Kathodolumineszenzröhren, in der Energiebilanz der Lampe keine Rolle spielt. — Lichtquellen dieser Art sind zwar mit gutem Wirkungsgrade noch nicht verwirklicht worden, jedoch keineswegs utopisch.

[1]) Kautsky, Vortrag bei der Hauptversammlung 1921 der Deutschen Bunsen-Gesellschaft.

[2]) E. Tiede und F. Büscher, Ber. D. Chem. Ges. **53** (1920), S. 2206, 2214.

[3]) Vortrag, gehalten in der Sitzung der deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft am 22. Januar 1920; vgl. den zusammenfassenden Bericht darüber, Zeitschr. f. techn. Physik **1** (1920), Heft 6 und 8.

wirkt, ergibt sich für Luminophore, die in der Regel aus Gemischen von Lumineszenzstrahlern und temperaturstrahlenden Substraten bestehen, ein Ausdruck für die resultierende Emission, der günstigere Wirkungsgrade im Vergleich zum schwarzen Körper bei tieferen Temperaturen erwarten läßt. Diese Beziehung wird am Verhalten des kathodolumineszierenden Calciumoxydes nachgeprüft. Bisher sind die in der Natur aufgefundenen Lumineszenzstrahler von dem theoretisch-maximalen Wirkungsgrad viel weiter entfernt als die Temperaturstrahler. Eine Darstellung ihrer künftigen Entwicklungsmöglichkeiten wird im zweiten Teil versucht. (Schluß folgt.)

(Eingegangen am 6. Mai 1922.)

Über eine entoptische Erscheinung.

Von H. Dember.

Haidinger hat zwei entoptische Erscheinungen entdeckt, von denen eine, die Haidingerschen Polarisationsbüschel, schon oft beschrieben und auch messend verfolgt worden ist. Dagegen ist es nicht wieder gelungen, die zweite Erscheinung, die Haidingerschen Andreaskreuze, aufzufinden.[1])

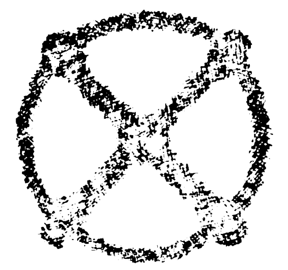


Fig. 1.

Beim Suchen hiernach bin ich auf eine entoptische Erscheinung gestoßen, die sich in folgender Weise wiederholen läßt: Sieht man mit den durch mehrere Stunden bei Lichtabschluß ausgeruhten Augen nach einer weiß getünchten Wand, die nur Licht der tiefstehenden Sonne von einem Walde oder einer Wiese reflektiert erhält, so erblickt man die Fig. 1, die ähnlich aus der Kristalloptik bekannt ist.

Sie besteht aus einem etwa 50′ großen Ringe, in welchem in der gezeichneten Weise ein Kreuz mit senkrecht aufeinander stehenden Balken steht. An den Verbindungsstellen zwischen Ring und Kreuz trägt der Ring gleichsam Verstärkungen. Die Farbe der ganzen Figur ist ein kräftiges Chromgelb, das bei stärkerer Beleuchtung der weißen Wand schnell abklingt. Der Farbton ist viel heller als derjenige der Haidingerschen Polarisationsbüschel, von denen ich die in der Polarisationsebene liegenden gelb-braun sehe. Die Empfindlichkeit meines Auges währt für die Erscheinung etwa 2 Minuten.

Wie bei anderen entoptischen Erscheinungen, z. B. den Nachbildern und Polarisationsbüscheln, ist die scheinbare Größe der beschriebenen Figur abhängig von der Entfernung der Referenzfläche vom beobachtenden Auge und die Gestalt von der Stellung der Fläche zur Blickrichtung.

(Eingegangen als nachträgliche Beisteuer zum Warburgheft am 17. Juni 1922.)

1) H. v. Helmholtz, Physiologische Optik.

Über die Abhängigkeit der Lichtstärke der Hefnerlampe vom Luftdrucke.

Von A. Boltzmann und A. Basch.[1])

(Aus dem Laboratorium der Normaleichungskommission in Wien.)

Anläßlich der Einführung der Hefnerkerze als Lichteinheit untersuchte E. Liebenthal an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt den Einfluß des Barometerstandes, des Feuchtigkeitsgehaltes und des Kohlensäuregehaltes der Luft auf die Lichtstärke der Hefnerlampe bei natürlich sich ändernden atmosphärischen Verhältnissen. Diese Untersuchung wiederholten W. J. A. Butterfield, J. S. Haldane und A. P. Trotter unter Verwendung einer pneumatischen Kammer. Sie erhielten insbesondere für den Einfluß des Luftdruckes ein anderes Resultat als Liebenthal. Liebenthal fand pro Millimeter Abnahme des Barometerstandes 0,00011 HK. während Butterfield und seine Mitarbeiter 0,0004 HK. fanden.

Die Verfasser untersuchten im Auftrage der österreichischen Normaleichungskommission die Abhängigkeit der Helligkeit der Hefnerlampe vom Drucke in Stationen verschiedener Höhe. Die Stationen waren Wien 165 m, Böckstein 1125 m, Moserboden 1965 m und Sonnblick 3100 m.

Zur Untersuchung wurden drei von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geprüfte Hefnerlampen verwendet. Sie wurden an einen Satz von 12 gealterten Kohlefadenlampen angeschlossen. Eine gleiche Glühlampe diente als Vergleichslampe. Die Glühlampen wurden mit der Hefnerlampe fast farbengleich gebrannt und besaßen hierbei eine Lichtstärke von ungefähr einer Hefnerkerze.

Die verwendete Photometerbank der Firma Schmidt & Haensch konnte in jeder Station in genau gleicher Weise zusammengesetzt werden. Die Hefnerlampen wurden genau nach den Vorschriften der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt verwendet. Der kleinste verwendete Arbeits-

1) Siehe Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften in Wien, Mathem.-naturw. Klasse, Abteilung IIa, 131. Band, 1. Heft 1922.

raum auf dem Hohen Sonnblick hatte 35 m³, also noch um 4 m³ mehr als das vom Deutschen Verein für Gas- und Wasserfachmänner vorgeschriebene Minimum von 31 m³.

Die Hauptaufgabe war die Ermittlung des Druckeinflusses. Es mußten daher die mittleren Lichtstärken für jede Station auf die Normalwerte des Feuchtigkeits- und Kohlensäuregehaltes reduziert werden. Diese Reduktion erfolgte einmal mit Einflußkoeffizienten für Feuchtigkeits- und Kohlensäuregehalt, die nach der Korrelationsmethode aus den Wiener Photometrierungen erhalten worden waren. Ein zweites Mal wurde diese Reduktion mit Hilfe der von E. Liebenthal angegebenen Koeffizienten ausgeführt. Beide Reduktionsmethoden ergaben aus den Beobachtungen in allen vier Stationen für normale von 760 mm nicht zu stark abweichende Barometerstände als Druckkoeffizienten auf vier Dezimalstellen genau 0,0004 HK. in Übereinstimmung mit Butterfield, Haldane und Trotter.

In Fig. 1 ist auf der Abszissenachse der Luftdruck auf der Ordinatenachse die Lichtstärke der Hefnerlampe, reduziert auf normalen Feuchtigkeits- und Kohlensäuregehalt, eingetragen. Die Stationspunkte, welche die ausgezogene Schaulinie verbindet, wurden durch Reduktion der mittleren Lichtstärken in den Stationen auf normalen Feuchtigkeits- und Kohlensäuregehalt mit den von uns erhaltenen Einflußkoeffizienten für Feuchtigkeits- und Kohlensäuregehalt erhalten. Die Stationspunkte für die gestrichelte Kurve wurden durch Reduktion der Lichtstärken mit den von Liebenthal angegebenen Koeffizienten für Feuchtigkeits- und Kohlensäuregehalt ermittelt. Die beiden Kurven weichen wenig voneinander ab. Die Verwendung nicht ganz zutreffender Einflußkoeffizienten für den Feuchtigkeits- und Kohlensäuregehalt hat, wie man sieht, geringen Einfluß auf das Endresultat, den Einflußkoeffizienten des Luftdruckes. Die Dreiecke geben die Beobachtungen Butterfields wieder; sie sind dessen Arbeit entnommen. Auch sie schließen sich dem Lauf der beiden genannten Kurven an. Die strichpunktierte Linie endlich gibt das Einflußgesetz von Liebenthal wieder.

Eine genauere Bestimmung des Einflußkoeffizienten des Luftdruckes etwa auf eine weitere Dezimale wäre nur möglich, wenn die Koeffizienten der anderen Einflüsse genauer bestimmt sind. Durch die Sicherstellung des Einflußkoeffizienten des Druckes auf die vierte Dezimale ist aber deren genauere Ermittlung erleichtert.

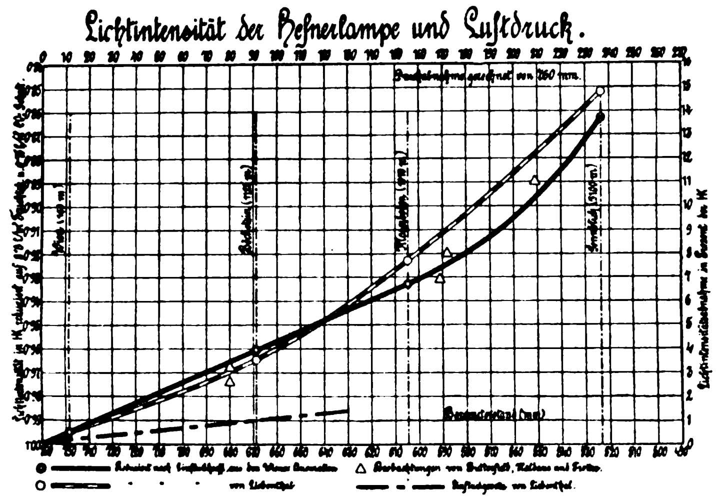


Fig. 1.

Zusammenfassung.

Anläßlich der Einführung der Hefnerkerze als Lichteinheit untersuchte E. Liebenthal an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt den Einfluß der Änderungen der atmosphärischen Verhältnisse auf die Lichtstärke der Hefnerlampe. Später untersuchten W. J. A. Butterfield, J. S. Haldane und A. P. Trotter die Hefnerlampe in einer pneumatischen Kammer. Sie fanden insbesondere für den Einflußkoeffizienten des Luftdruckes ein anderes Resultat als Liebenthal, und zwar 0,0004 HK. pro Millimeter Luftdruckänderung, während Liebenthal 0,00011 HK. gefunden hatte. Die Verfasser verwendeten die Änderung des Luftdruckes in Stationen verschiedener Höhe, sie fanden 0,0004 HK. pro Millimeter Druckänderung im Anschlusse an Butterfield und seine Mitarbeiter.

(Eingegangen am 4. Oktober 1922 als Vortrag auf der Naturforscherversammlung in Leipzig.)

Technische Elektrizitätslehre.

Ein einfacher Versuch zum Nachweis der Thermionisierung in Glühlampen.

Von H. Greinacher.

Bisher hat man wohl allgemein die Elektronenemission in Glühlampen mittels des „Edisoneffekts" nachgewiesen.[1]) Zwischen die Fadenenden einer Glühlampe mit einfacher Drahtschleife ist eine isolierte Metallplatte gebracht. Brennt man die Lampe mit Gleichstrom, so beobachtet man zwischen der Hilfselektrode und dem — Schenkel des Glühdrahtes einen Elektronenstrom, während ein solcher gegenüber dem + Schenkel ausbleibt. Es ist klar, daß die Anordnung sich bei den modernen Glühlampen mit ihrer komplizierten Fadenanordnung nicht wohl treffen läßt und auch der Versuch mit Wechselstrom, einer heute sehr gebräuchlichen Stromart, nicht ausgeführt werden kann. Zudem bedeutet das Einschmelzen einer Hilfselektrode mit dem nachherigen Wiederauspumpen der Glühbirne eine unbequeme Komplikation.

Versuchsanordnung. Ich möchte daher einen einfachen Versuch beschreiben, der die Elektronenemission irgendeiner Glühlampe unmittelbar zu zeigen erlaubt.[2]) In Fig. 1 sei L die Glühlampe, die in der gezeichneten Weise mit einer Stromquelle, z. B. Wechselstrom von 105 Volt verbunden ist. Um die Lampe ist ein ungefähr 2 cm breiter Stanniolstreifen gelegt, den man etwa mit einem Gummiband fixiert. Man erhält so einen Kondensator, dessen äußere Belegung durch das Stanniol, dessen innere Belegung aber durch den Glühdraht gebildet wird. Das Stanniol ist mit einem Elektroskop E bzw. einem Braunschen Elektrometer, das auf eine isolierende Unterlage, z. B. einen Paraffinklotz K gestellt ist, verbunden. An das Elektrometergehäuse kann mittels des Umschalters U bald Erde, bald eine Spannung von + bzw. — 2000 Volt angelegt werden. Als Spannungsquelle dient zweckmäßig ein Gleichrichter[3]) oder auch ein mit der Elektrisiermaschine geladener, gut isolierender Kondensator (z. B. ein Wickelkondensator; Siemens & Halske, 2 Mikrofarad, Prüfspannung: 2000 Volt).

Ausführung des Versuchs. Der Versuch geht nun in folgender Weise vor sich. Ans Elektrometergehäuse legt man zunächst die Spannung 0 und ebenso leitet man das Elektrometer durch kurzes Berühren zur Erde ab. Nun wird bei geöffnetem Schalter S der Umschalter U auf + 2000 Volt umgelegt. Die Spannung verteilt sich auf die beiden hintereinander geschalteten Kapazitäten C (Glühlampe) und C' (Elektrometer), und das Elektrometer zeigt eine Spannung an, die sich in bekannter Weise aus $V = V_0 \frac{C}{C + C'}$ berechnet, wo V_0 die angelegte Spannung (2000 Volt) bedeutet. Da im allgemeinen $C < C'$, so beträgt V in der Regel weniger als 1000 Volt. Jetzt schließt man den Glühlampenstrom (S). Die Glüh-

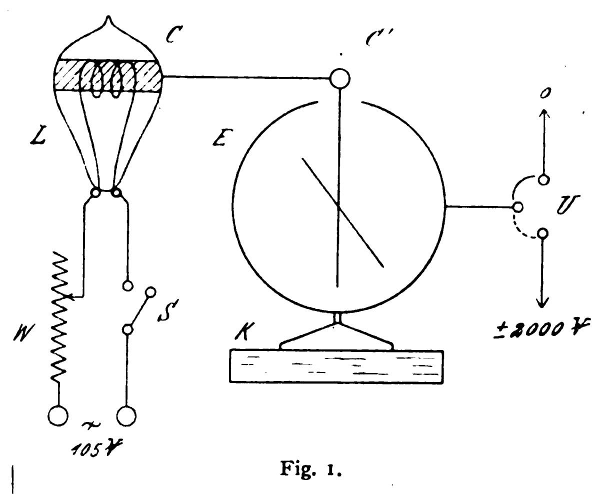


Fig. 1.

elektronen wandern gegen die positive Stanniolbelegung zu und gelangen bis an die innere Glaswand der Glühlampe. Nachdem diese das Potential des Glühfadens angenommen hat hört der Elektronenstrom auf. Wenn also vor dem Stromschluß der Glühfaden die innere Kondensatorbelegung repräsentierte, so ist nun diese Rolle auf die innere Glaswand übergegangen. Die Glühlampe bildet jetzt sozusagen eine Leidenerflasche mit innerer und äußerer Belegung. Da jetzt ihre Kapazität C bedeutend größer ist, so muß auch das Potential V beträchtlich gestiegen sein. Die Elektronenemission in der Glühlampe zeigt sich somit dadurch aus, daß beim Schließen von S der Elektrometerausschlag um einen bestimmten Betrag wächst. Die Schnelligkeit, mit der der Endausschlag sich einstellt, hängt von der Stärke der Elektronenemission (d. h. der Glühtemperatur, die durch den Vorschaltwiderstand W reguliert werden kann) ab. Eine eventuelle positive Thermionisierung wird in gleicher Weise nachgewiesen, indem man den Versuch anch mit — 2000 Volt ausführt.

Eine zweite Ausführung des Versuchs ist folgende. Man beläßt das Elektrometergehäuse dauernd auf der Spannung 0, lädt nun aber das Elektrometer mit der Stanniolbelegung auf z. B. + 2000 Volt auf, wozu hier auch einfach eine

[1]) Siehe etwa J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang in Gasen. 1906. S. 161.

[2]) Eine kurze Beschreibung habe ich bereits in der „Elektroindustrie" vom 1. März 1922 gegeben.

[3]) H. Greinacher, Phys. Ztschr. **17** (1916), S. 343.

geriebene Glasstange dienen kann. Schließt man jetzt S, so wird man ein Sinken der Elektrometerspannung um einen gewissen Betrag beobachten. Denn die dem Elektrometer mitgeteilte Elektrizitätsmenge verteilt sich bei diesem Versuch auf die parallel geschalteten Kapazitäten C und C'. Sobald C wächst, sinkt daher das Potential.

Der zweite Versuch ist in gewisser Hinsicht noch einfacher als der erste. Welcher von ihnen die größere Potentialänderung ergibt, hängt indessen von C, C' und dem Zuwachs von C, d. h. von ΔC ab. Eine einfache Rechnung zeigt, daß das zweite Verfahren dann empfindlicher ist, wenn $C'^2 < C(C + \Delta C)$. Hierbei ist als Maß für die Empfindlichkeit angesehen: beim ersten Verfahren die Potentialänderung gemessen in Bruchteilen der Endaufladung, beim zweiten Verfahren die Abnahme des Potentials in Bruchteilen des Anfangswertes. Beim Vergleich ist gleiches ΔC vorausgesetzt.

Einige Versuche. Um einwandfreie Resultate zu erhalten, sichert man sich vor dem Versuch eine hinreichend gute Isolation durch Abwaschen der Glühlampe mit H_2O ev. etwas Alkohol. Wenn die Spannung angelegt wird, so muß sich das Elektrometer auf einen konstanten Ausschlag einstellen. Nimmt (bei nicht brennender Lampe) der Ausschlag beim ersten Verfahren langsam zu, beim zweiten langsam ab, so ist die Glasisolation ungenügend. Gute Resultate erhält man ferner nur mit Lampen, die noch keine größere Zerstäubung aufweisen. Die im folgenden mitgeteilten Beobachtungen sind an einem Braunschen Elektrometer, das bis 3000 Volt zeigt, ausgeführt. Sowohl städtischen Wechselstrom (~, 105 Volt) als Strom aus einer Batterie (=, 100 Volt), deren — Pol geerdet war, wurde benutzt. Es ergaben sich beispielsweise folgende Resultate:

Lampe	Stromart	Der Endwert wird erreicht	Lampe brennt	Angelegte Spannung Volt	Am Elektrometer Volt
W_0 (Nr. 1)	~		nicht	+2000	780
		momentan	weiß		1880
	=		nicht	+2000	750
		momentan	weiß		1850
W_0 (Nr. 2)	~		nicht	+2000	900
		in ca. 1/4 Min.	hellrot		2000
	~		nicht	−2000	850
		—	weiß		850
Kohle . .	=		nicht	+2000	640
		momentan	weiß		1670
	=		nicht	+2000	700
		in ca. 5 Sek.	gelbrot		1500[1])
	=		nicht	−2000	720
		in ca. 1 Min.	weiß		1500[1])

[1]) Endwert liegt etwas höher (1650 Volt)

Die Endausschläge bleiben bestehen, auch wenn der Glühlampenstrom nachträglich unterbrochen wird. Die Thermionen bleiben an der Glaswand haften. Kleine Änderungen beim Stromausschalten sind auf die Potentialunterschiede, die durch das Ein- und Ausschalten des Glühstromes entstehen, zurückzuführen.

Die Versuche demonstrieren, daß in Wolfram- und Kohlenfadenlampen eine lebhafte Elektronenemission vorhanden ist (Momentaneinstellung). Sie

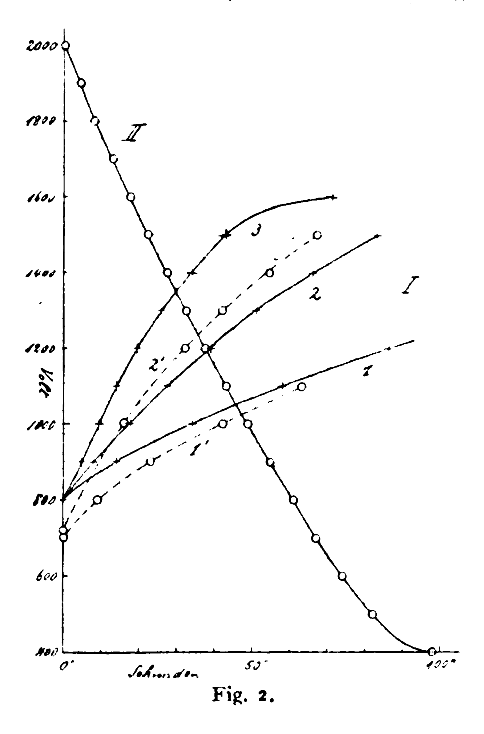


Fig. 2.

ist bereits bei Hellrotglut vorhanden. Die positive Thermionisierung in Wolframdrahtlampen ist verschwindend klein, jedoch nicht unbeträchtlich in Kohlenfadenlampen. Versuche an gasgefüllten Spiraldrahtlampen ergaben ebenfalls das Vorhandensein positiver Ionen. Die Versuche sind hier indessen weniger zur Demonstration geeignet, da das Anfangspotential infolge großer Dunkelkapazität der Lampen schon hoch liegt und der Effekt daher klein ausfällt. So wurde z. B. bei dunkler Lampe gefunden: 1300 Volt, nach Stromeinschalten: 1950 Volt. Die Ursache der großen Dunkelkapazität wird zuweilen weniger in der andersartigen Anordnung des Glühdrahtes liegen als vielmehr in dem Umstand, daß infolge ungenügender Entfernung der Feuchtigkeit die Innenwand der Lampe etwas leitend ist.[1]) Diese Vermutung kann eine Stütze darin finden, daß Wolframdraht- bzw. Kohlenfadenlampen mit durch Zerstäubung geschwärzter und daher leitender Innenwand ähnlich

[1]) Siehe auch M. Pirani, Zeitschr. f. Physik **9** (1922), S. 327.

kleine Effekte aufweisen. Gar keine brauchbaren Resultate wurden mit Glimmlicht-(Neon-)lampen erhalten.

Die zeitliche Änderung des Thermionenstroms läßt sich unschwer am Elektrometerzeiger verfolgen. Würde der Ionenstrom dem Ohmschen Gesetz folgen, so wäre ein exponentieller Verlauf der Potentialänderung zu erwarten. Da dies jedoch nicht zutrifft, so werden die Kurven entsprechend anders verlaufen. In Fig. 2 sollen noch einige solche Messungsreihen wiedergegeben werden. Um möglichst einfache Verhältnisse zu haben, sind die Glühlampen bei allen Versuchen mit Gleichstrom betrieben worden. Die ausgezogenen Linien beziehen sich auf die Elektronenströme in der Wolframlampe Nr. 1. Die gestrichelten wurden für die positive Ionisierung in der Kohlenfadenlampe erhalten. Die Kurven I sind nach Verfahren 1, die Kurve II nach Verfahren 2 gewonnen worden. Man bemerkt, daß im vorliegenden Fall die zweite Methode größere Effekte gibt als die erste. Im einzelnen ist von 1 bis 3 die Fadentemperatur langsam gesteigert worden; bei 3 herrschte schwache Gelbglut. Die Endwerte der Aufladung erwiesen sich jeweilen merklich als dieselben wie bei voll brennender Lampe. Die positve Thermionisierung der Kohlenfadenlampe (1′ und 2′) hängt gleichfalls, wenn auch weniger stark, von der Temperatur ab. So bewirkte der Übergang von Gelbrotglut zu heller Weißglut nur eine Verschiebung der Kurve von 1′ nach 2′.

(Eingegangen am 15. Juni 1922.)

Über einige Messungen am elektrostatischen Relais.

Von Ludwig Bergmann, Gießen.

Im vorigen Jahrgang dieser Zeitschrift[1]) berichtete Herr Rottgardt über die von Johnsen-Rahbek entdeckte Erscheinung der elektrostatischen Anziehung einer Metall- und einer Halbleiterplatte bei galvanischem Stromdurchgang. An Stoffen, die diesen Effekt zeigen sind bisher nur Achat und Schiefer, insbesondere Solnhofer Schiefer näher untersucht und die Ergebnisse in obiger Arbeit mitgeteilt. Man findet jedoch, daß noch eine große Anzahl anderer Stoffe, teils ausgesprochene Halbleiter, teils Materialien, die bisher in der Elektrotechnik als Isolatoren verwandt wurden, die Erscheinung der elektrostatischen Anziehung nach Johnsen-Rahbek zeigen.

Ich habe verschiedene Stoffe daraufhin untersucht; die Ergebnisse sind in untenstehender Tabelle zusammengestellt. Die Messung der elektrostatischen Anziehung geschah in folgender Weise. Auf der einen Seite einer kleinen Wage war eine Messingplatte aufgehängt und über ein Spiegelgalvanometer von Siemens & Halske mit einer Empfindlichkeit von $1{,}8 \cdot 10^{-8}$ Amp./sk. mit dem einen Pol der Spannungsquelle verbunden. Die Platte hatte einen Durchmesser von 50,4 mm, ihre Oberfläche war also rund 20 cm^2 groß. Unter diese Messingplatte wurden die Platten der zu untersuchenden Stoffe gelegt. Die Unterseite der letzteren war mit Aluminiumfolie beklebt, die über einen Silitwiderstand von $2 \cdot 10^6$ Ohm mit dem Gegenpol der elektrischen Spannung in Verbindung stand. Die Folie wurde mit Wasserglas aufgeklebt, um eine gut leitende Verbindung zu erzielen. Mittels eines Potentiometers konnte die Spannung, die zwischen der Metallplatte und der Aluminiumfolie lag, variiert werden. Die Messung der elektrostatischen Anziehung zwischen Halbleiteroberfläche und Metallplatte geschah bei 100, 150 und 200 Volt und zwar so, daß die Metallplatte leicht auf die betreffende Halbleiterplatte aufgedrückt wurde. Dann wurde am Galvanometer die durch das System fließende Stromstärke bestimmt, hierauf die Wagschale durch Auffüllen von Schrot solange beschwert, bis die Platte vom Halbleiter abriß. Die betreffende Schrotmenge wurde gewogen und ergab dann die elektrostatische Anziehungskraft in Grammen. Bei diesen Messungen zeigte sich, daß es sehr schwer war, dieselben Werte wieder zu erhalten bei denselben Halbleiterstoffen und derselben elektrischen Spannung. Die Abhängigkeit der Anziehung zwischen Metallplatte und Halbleiter ist nicht nur eine Funktion der elektrischen Spannung, sondern auch der Beschaffenheit der Halbleiteroberfläche. Letztere wurde vor dem Auflegen der Metallplatte gut abgerieben, aber trotzdem ergaben sich stets verschiedene Werte für die Anziehungskraft, je nachdem die Metallplatte nur lose aufgelegt, fest aufgedrückt oder aufgeschoben wurde. Die in der Tabelle wiedergegebenen Zahlen sind Mittelwerte aus einer Reihe von Einzelmessungen. Es war nicht immer möglich die Platten in gleicher Stärke herzustellen, daher sind unter d die Dicken der benutzten Platten angegeben.

Wie man aus der Tabelle erkennt, ist bei den verschiedenen Stoffen die Größe der elektrischen Anziehung recht verschieden und hängt scheinbar in starkem Maße von der elektrischen Leitfähigkeit ab. Dies ließ sich an Gipsplatten in sehr schöner Weise zeigen. Die Gipsplatten waren auf einer ebenen Spiegelglasplatte gegossen, so daß sie nach der Trocknung eine vollkommen ebene Oberfläche hatten. Bei einer aus reinem Gips hergestellten Platte war bei Zimmertemperatur die elektrische Anziehung verhältnismäßig gering, um nach Erwärmung der Platte auf etwa 30^0 sehr groß zu werden und bei weiterer Erhitzung der Platte schließlich wieder nachzulassen. Gleichzeitig

[1]) Zeitschr. f. techn. Physik **2** (1921), S. 315.

Material	Anziehung in Grammen bei 100 Volt	150 Volt	200 Volt	J	E	d	Beschaffenheit der Oberfläche
Achat	203	253	355	$3,1 \cdot 10^{-6}$	1670 V.	6	poliert.
Schiefer, Solnhofer	165	390	565	$4,9 \cdot 10^{-7}$	2920 „	6	poliert.
Schiefer, gewöhnlicher	10	35	87	$2,5 \cdot 10^{-7}$	2070 „	9	matt geschliffen.
Serpentinstein	10	40	48	$9,0 \cdot 10^{-8}$	3350 „	12	poliert.
Serpentinstein	44	76	134	$10,8 \cdot 10^{-6}$	550 „	11	matt geschliffen.
Granit	30	45	75	$0,7 \cdot 10^{-5}$	weniger als 500 V.	15,5	poliert.
Gips, rein	36	65	77	$14,4 \cdot 10^{-6}$	weniger als 500 V.	10	glatt.
Gips, rein [1]	220	407	790	$7,2 \cdot 10^{-8}$	3120 „	10	glatt.
Gips mit 5 % Graphit [1]	119	210	302	$9,0 \cdot 10^{-8}$	2740 „	10	glatt.
Gips mit 10 % Graphit [1]	55	105	138	$27,0 \cdot 10^{-8}$	2520 „	10	glatt.
Gips mit 20 % Graphit [1]	64	84	97	$86,4 \cdot 10^{-8}$	2300 „	10	glatt.
Horn	—	25	50	$7,2 \cdot 10^{-8}$	3000 „	10	poliert.
Galalith, weiß	48	142	227	$1,4 \cdot 10^{-8}$	3570 „	10	glatt.
Galalith, schwarz	55	175	325	$3,6 \cdot 10^{-8}$	3220 „	10	glatt.
Alkaliglas V 47	106	181	278	$90 \cdot 10^{-7}$	weniger als 500 V.	10	matt geschliffen.
Borosilikatkronglas	0	0	0	0	1230 „	17	matt geschliffen.
Spiegelglas	0	0	0	0	1600 „	5,5	poliert.
Rubinglas	0	0	0	$3,6 \cdot 10^{-9}$	2000 „	1,7	poliert.
Rotglas mit Schichtfärbung	0	0	0	$1,8 \cdot 10^{-9}$	2900 „	2,0	poliert.
	0	0	0	$1,8 \cdot 10^{-9}$	1800 „	1,7	matt geschliffen.

Es bedeuten: J = Stromstärke, die bei 100 Volt durch das System Platte-Halbleiter floß. d = Dicke der Halbleiterplatte in Millimetern.

vergrößerte sich bei Wiederholung dieser Behandlung der elektrische Widerstand beträchtlich, so daß bei starker Erhitzung schließlich kein Strom mehr durch die Platte hindurchfloß, der Gips also als Isolator und nicht mehr als Halbleiter wirkte. Auch der Zusatz von Graphit zum Gips läßt in der Tabelle erkennen, daß mit wachsender Leitfähigkeit die elektrische Anziehung geringer wird. Man kann diese Erscheinung wohl so erklären, daß mit zunehmender Leitfähigkeit des Halbleiters sich auch der Ohmsche Widerstand der Zwischenschicht Halbleiteroberfläche—Metallunterseite wesentlich verringert und damit der an dieser Schicht herrschende Spannungsabfall abnimmt. Man muß sich wohl denken, daß die aufgelegte Metallplatte die Halbleiteroberfläche an einigen Punkten (mindestens dreien) innig berührt und daß mit zunehmender Leitfähigkeit des Stoffes sich der Stromdurchgang durch diese Auflagepunkte ebenfalls vergrößert. Diese Auffassung wird noch durch weiter unten folgende Versuche bestätigt.

Interessant war es, daß Horn und Galalith, die doch bisher in der Elektrotechnik vielfach als Isolatoren benutzt wurden, den Effekt der elektrostatischen Anziehung ebenfalls in ziemlich gutem Maße zeigten. Auch hier zeigte sich die Größe der Anziehung bei schwarzem und weißem Galalith [2]) verschieden, wie ja auch die Leitfähigkeit sich als verschieden erwies.

[1]) Die Gipsplatten wurden auf etwa 30° erwärmt.

[2]) Die Galalithplatten wurden mir von der Internationalen Galalith-Ges. in Harburg a. d. Elbe freundlichst zur Verfügung gestellt.

Es wurde ferner noch versucht, die Erscheinung der elektrostatischen Anziehung bei schlecht isolierenden Gläsern nachzuweisen. Ein mir von den Sendlinger Glaswerken zur Verfügung gestelltes Glas mit extrem hohem Alkaligehalt (Glas V 47) zeigte nach frischem Schleifen die Erscheinung nicht. Nach langem Liegen an der Luft wurde jedoch die Oberfläche stark angegriffen und die elektrostatische Anziehung trat ein, wie dies aus den Tabellenangaben zu ersehen ist. Der Stromfluß von dem unteren Aluminiumbelag nach der Glasoberfläche fand dabei wohl lediglich über die Glasoberfläche statt. Verschiedene andere untersuchte Gläser ergaben ein völlig negatives Resultat für die elektrostatische Anziehung.

Kürzlich teilte Herr Regener [1]) mit, daß man das System Halbleiter mit aufgelegter Metallplatte nach Art des Voltaschen Plattenkondensators benutzen kann, um hohe elektrische Spannungen zu erzeugen. Zu diesem Zweck ist es nur nötig, vor dem Abheben der auf dem Halbleiter aufliegenden Metallplatte deren Verbindung mit der Spannungsquelle zu unterbrechen, damit die nach dem Abheben auf der Platte freiwerdende Elektrizitätsmenge nicht in die Leitung zurückfließen kann. Um dies bequem ausführen zu können, habe ich an der Metallplatte die folgende Abhebevorrichtung angebracht, die in Fig. 1 dargestellt ist. Die Metallplatte a mit einer Oberfläche von 20 cm² trug in der Mitte einen Messingzapfen b, auf den ein Hartgummirohr c aufgeschraubt werden konnte.

[1]) Zeitschr. f. techn. Physik 3 (1922), S. 220.

Das obere Ende des Hartgummirohres war durch ein Messingstück *d* abgeschlossen, in dessen Bohrung sich ein Metallstab *e* leicht verschieben ließ. Am unteren Ende des Stabes saß eine Metallkugel, am oberen ein Hartgummigriff. Letzterer hatte den Zweck, beim Anfassen des Apparates eine Berührung mit der Ladespannung zu vermeiden. Am Metallstück *d* war eine kleine Klemmschraube angebracht, die zur Verbindung des Apparates mit dem einen Pol der Spannungsquelle diente. Wurde die Vorrichtung auf einen ebenen Halbleiter aufgesetzt, dessen Unterseite wieder mit Aluminiumfolie beklebt und mit dem Gegenpol der Spannungsquelle verbunden war, so erhielt die

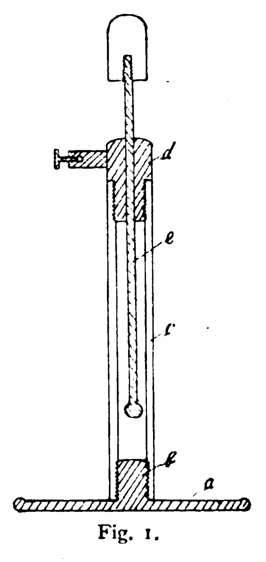


Fig. 1.

Metallplatte durch den auf ihr aufsitzenden Stift Spannung. Wurde dann der Apparat von der Halbleiterfläche mittels des Hartgummigriffes abgehoben, so löste sich durch Emporgleiten des Stiftes zunächst die Verbindung der Platte mit der Spannungsquelle und die im Kondensator Platte - Halbleiteroberfläche gebunden gewesene, durch das Abheben frei werdende Elektrizitätsmenge befand sich auf der Platte. Ich glaube, daß ein Apparat in dieser Ausführung vielfach Anwendung bei Aufladen von Elektroskopen und dergleichen finden kann, zumal er bei Verwendung derselben Ladespannung und einer bestimmten Halbleiterplatte immer wieder fast die gleiche Spannung ergibt. Durch Auswechseln der Platte gegen größere oder kleinere ist natürlich eine Variation der erhaltenen Elektrizitätsmenge bei fester Ladespannung möglich. Mit dem oben beschriebenen Apparat wurden an den verschiedenen Halbleiterstoffen die beim Abheben freiwerdenden Elektrizitätsmengen gemessen, wobei die Ladung der Platte (Oberfläche 20 cm^2) auf ein Hartmann-Braunsches Elektrometer mit einem Meßbereich von 0 bis 10000 Volt übertragen wurde. Um diese Übertragung vollkommen zu gestalten, war das Elektrometer mit einem aufgesetzten Faradaygefäß versehen. Die Kapazität des Elektrometers mit Faradaygefäß betrug 28,6 cm. In der Tabelle sind unter *E* die am Elektrometer abgelesenen Spannungen eingetragen, wenn die durch einmaliges Abheben der Platte vom Halbleiter erhaltene Elektrizitätsmenge auf das Elektroskop übertragen wurde. Die Zahlen sind Mittelwerte aus mehreren Messungen, denn die beim Abheben der Platte erhaltenen Elektrizitätsmengen variierten jeweils um einige 100 Volt, besonders wenn die Platte einmal fest, das andere Mal lose auf den Halbleiter aufgelegt wurde oder das Abheben schnell oder langsam erfolgte. Aus der Tabelle ersieht man, daß für die verschiedenen Materialien die Werte für *E* sich stark unterscheiden, und zwar liefern im allgemeinen Stoffe mit geringerem Leitvermögen hohe Werte für *E*. Dies ist ja ohne weiteres klar, da in diesem Falle die Entladung der im Kondensator gebundenen Elektrizitätsmenge durch die Oberflächenschicht und den Halbleiter hindurch nach Unterbrechung der Verbindung mit der Spannungsquelle in der Zeit bis zum völligen Abheben der Platte eine viel langsamere ist. Die höchsten Potentiale lieferte Galalith, der auch immer ziemlich gleichmäßige Werte lieferte, während andere Stoffe wie Solnhofer Schiefer, Serpentinstein usw. stark von äußeren Einflüssen wie Witterung, Feuchtigkeit usw. abhängen. Daher dürften Galalithplatten sich besonders gut bei der praktischen Anwendung des beschriebenen Apparates verwenden, zumal sich Galalith mit Schmirgelpapier leicht auf einer ebenen Unterlage gut eben schleifen läßt. Der Nachteil, daß er sich in der Wärme leicht etwas verzieht, läßt sich vermeiden, indem man die Galalithplatten von unten her mittels Metallschrauben auf eine ebene Metallplatte aufschraubt.

Interessant war ferner, daß verschiedene Glassorten, die nicht den geringsten Effekt der elektrostatischen Anziehung zeigten, beim Abheben der Metallplatte doch verhältnismäßig hohe Spannungen lieferten. Berechnet man zum Beispiel für die Spiegelglasplatte von 5,5 mm Dicke die Kapazität zwischen aufgelegter Metallplatte und Aluminiumfolie so erhält man rund 23 cm $= 2{,}55 \cdot 10^{-11}$ Farad und mithin bei 220 Volt Ladespannung eine Elektrizitätsmenge von $5{,}61 \cdot 10^{-9}$ Coulomb, während beim Abheben der Platte sich der etwa neunmal höhere Wert ergab; denn, wie aus der Tabelle ersichtlich, zeigte das Elektrometer eine Spannung von 1600 Volt an. Da die Elektrometerkapazität 28,6 cm $= 3{,}17 \cdot 10^{-11}$ Farad betrug, bedeutet dies eine Elektrizitätsmenge von $1600 \cdot 3{,}17 \cdot 10^{-11} = 50{,}72 \cdot 10^{-9}$ Coulomb. Daß auch hier bei Glas die Beschaffenheit der Oberfläche einen Einfluß auf die erzeugte Spannung *E* hat zeigten die beiden letzten Werte in der Tabelle.

Mit dem Apparat der Fig. 1 ließ sich noch folgender Versuch ausführen. Waren die benutzten Halbleiterplatten nicht allzuschwer, wie z. B. die Gipsplatten oder der Solnhofer Schiefer und versuchte man den Apparat von der Platte langsam abzuheben, so haftete der Halbleiterstein noch an der Metallplatte, wenn auch bereits die Verbindung der Platte mit der Spannungsquelle unterbrochen war. Je nach der Größe der Leitfähigkeit des verwandten Halbleiters blieb derselbe mehrere Sekunden bis zu einigen Minuten haften. Der Stein fiel eben erst dann ab, wenn die im Kondensator Halbleiteroberfläche-Metallplatte sitzende Elektrizitätsmenge sich durch die Zwischenschicht hindurch ausgeglichen hatte. Während z. B. Achat sofort abfiel, blieb Solnhofer Schiefer einige Sekunden, erwärmter Gips und Galalith sogar mehrere Minuten haften. Es ist nicht ausgeschlossen, daß diese Erscheinung zu irgendwelchen Messungen über die elektrostatische Anziehung bei Halbleiterstoffen verwandt werden kann.

Dagegen wirkt die Erscheinung dieses nachträglichen Haftens bei der Konstruktion von technischen Apparaten, die den Johnsen-Rahbekeffekt verwerten und bei denen statt Achat etwa Solnhofer Schiefer verwandt wird, sehr lästig. Bei einer Reihe von verschiedenen Relais, die ich zum Teil nach Angaben aus der Arbeit von Rottgardt[1]) baute und bei denen ich durchweg Solnhofer Schiefer als Halbleiter verwandte, sprachen die Relais beim Stromausschalten nicht sofort an, da die Metallplatten bzw. Metallfedern auf den Steinen noch haften blieben. Man kann sich in diesen Fällen von dieser lästigen Nachwirkung befreien, indem man dem System Halbleiter-Metall einen hohen Ohmschen Widerstand von der Größenordnung 10^5 Ohm (Silitstab) parallel schaltet, durch den sich die elektrische Ladung bei Stromunterbrechung sofort ausgleichen kann.

Zusammenfassung.

Die elektrostatische Anziehung nach Johnsen-Rahbek an verschiedenen Halbleiterstoffen wurde untersucht; ihr Betrag bei verschiedenen elektrischen Spannungen die Größe der Anziehung wurde gemessen. Letztere zeigte sich in starkem Maße abhängig vom elektrischen Widerstand des Halbleiters. Besonders gut ließ sich dies bei Gipsplatten nachweisen, deren elektrischer Widerstand durch Erwärmen erhöht bzw. durch Graphitzusatz verkleinert wurde. Ferner wurde die Erzeugung hoher elektrischer Spannungen mit dem System Halbleiter mit aufgelegter Metallplatte nach Art des Voltaschen Plattenkondensators bei den verschiedenen Halbleiterstoffen untersucht. Zu diesem Zweck wurde ein besonders geeigneter Apparat gebaut, der ein bequemes Abheben der Metallplatte vom Halbleiter bei gleichzeitiger Unterbrechung der Spannungszuführung gestattete. Es zeigte sich, daß man um so höhere Spannungen erzielte, je größer der Halbleiterwiderstand war. Sogar Glasplatten, bei denen die elektrostatische Anziehung nicht auftrat, lieferten noch verhältnismäßig hohe Spannungen.

[1]) l. c.

(Eingegangen am 20. Juli 1922.)

Die Stromformel der Influenzmaschine.

Von H. Hermann.

Für den rationellen Bau der Influenzmaschine fehlt es noch an einer vollständigen Charakteristik entsprechend der für Dynamomaschinen. Eine ausführliche, aber wie hier gezeigt werden soll noch nicht erschöpfende Untersuchung der Frage der Anwendbarkeit des Ohmschen Gesetzes auf die Influenzmaschine ist nach dem Bericht von H. W. Schmidt in Graetz, Handbuch der Elektrizität I, Abschnitt III (1918), zuletzt von Rossetti angestellt worden in seinen Nuove studii, Nuovo Cimento, Serie 2, 12 (1874) und 14, 5 (1875); deutscher Auszug in Pogg. Ann. CLIV (1875). Für die folgende Arbeit benutzte ich die Abhandlung von 1874 (Berl. Bibl. LC 4124) im Original, die Fortsetzung im Auszug, da sie für die bearbeiteten Fragen nur noch stellenweise Stoff enthält. Seit dem Erscheinen des Graetzschen Handbuches ist eine Arbeit von Fr. C. G. Müller in der Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterr. **31** (1918), S. 107 bis 112, veröffentlicht worden, welche, ohne Rossettis Vorarbeit zu kennen, seine Untersuchung mit fast denselben, teilweise jedoch etwas zweckmäßigeren Hilfsmitteln wiederholt. Meine Arbeit hatte daher mit einem vergleichenden Studium der Rossettischen und Müllerschen Ergebnisse zu beginnen. Hierbei erwies es sich als nötig, etwas mehr über seine Versuchsanordnung zu wissen, als die deutschen Auszüge gaben; das Wesentliche daran ist folgendes (wegen Raummangels gekürzt).

Rossetti arbeitete mit einer etwas größeren Maschine als Müller: feste Scheibe von 60 cm, bewegliche von 55 cm Dm., die er mit Gewichtsantrieb versah, und mit einer Ohmmilliarde aus vier Glasröhren von je 1,6 m Länge und 1,2 bis 1,6 mm lichter Weite, verbunden durch Hartgummistücke. Der Widerstand dieser Röhren betrug mit Quecksilberfüllung rund 4 Ohm; für die Influenzmaschinenversuche wurden sie mit dest. Wasser gefüllt, dessen spez. Widerstand in einem Nebenversuch mit einem andern Widerstandsgefäß bestimmt werden sollte. Hierbei bemerkten Rossettis Assistenten die Veränderlichkeit dieser Zahl.

Rossetti schrieb seinem Wasserwiderstand den Betrag von 1,2 Milliarden Ohm zu. (Der Schmidtsche Auszug gibt a. a. O., S. 75 irrtümlich 550 Millionen an.) Eine Prüfung dieser Annahme, die vermutlich auch in Wirklichkeit Rossetti statt der von ihm angegebenen Schätzung leitete, ist möglich mit Hilfe der von ihm ausgeführten Berechnung des mechanischen Äquivalents der elektrischen Arbeit. Er rechnet letztere nach Joules Gesetz mittels Widerstand und Stromstärke in Wärme um und vergleicht mit dieser die als Unterschied von Leerlauf und Vollauf erhaltene mechanische Nutzarbeit. Die so erhaltenen 20 Gruppenwerte des mechanischen Wärmeäquivalents haben den Mittelwert 427 mkg/Cal., größte Abweichung 10 %. Rossettis Widerstandsschätzung ist somit erst im Mittel eines außerordentlich umfangreichen Zahlenmaterials genau.

Müllers Widerstand ist dagegen vor der Benutzung als Quotient von Klemmenspannung und Stromstärke unmittelbar bestimmt und während der Benutzung bisweilen, wieder mittels dieser beiden Größen, nachgeprüft. Die Müllerschen Einzelergebnisse sind daher sicherer als diejenigen Rossettis.

Müller hat seine Untersuchung bis zu dem Punkt geführt, wo die Größe eines etwaigen inneren Widerstandes W seiner Maschine aus Kurzschlußstrom J_0 und Nutzstrom J_1 durch den Außenwiderstand W_a (bei Müller l) berechnet werden kann; es ergibt sich $W = W_a : (J_0 : J_1 - 1)$. Zwecks Anwendung der Rossettischen Theorie füge ich die aus Müllers Angaben, S. 110, erhaltenen sekundlichen Umlaufszahlen n bei. J ist in Mikroampere (μA) gegeben, W in Ohmmilliarden (KMΩ), E in Kilovolt (KV).

Erste Reihe, $W_a = 0{,}473$ KMΩ.

n	J_0	$1000\,(J_0 : J_1 - 1)$	W	$n\,W$	E
0,8	8,93	21	22,6	18	202
1,1	12,68	21	22,6	25	286
2,0	22,20	30	15,8	31,6	351
2,6	31,0	37	12,8	33,6	397
2,9	36,8	42	11,3	32,8	416

Zweite Reihe, $W_a = 2{,}18$ KMΩ.

n	J_0	$1000\,(J_0 : J_1 - 1)$	W	$n\,W$	E
0,3	2,92	42	51,9	15,6	152
0,35	3,36	50	43,6	15,3	147
0,4	3,96	58	37,0	14,8	147
0,5	5,03	66	33,2	16,6	167
0,8	9,28	148	14,6	11,7	146
1,5	16,41	212	10,3	15,5	179
2,0	22,86	282	7,7	15,4	176

Müller und Rossetti („Schlußfolgerung 1“) finden übereinstimmend, daß J_0 etwas schneller als n wächst; für eine Theorie erster Näherung können beide proportional gesetzt werden. Aus Müllers Zahlen folgt aber weiter, daß auch $n\,W$ in erster Näherung beständig ist (zweite Reihe; über den Anfang der ersten Reihe siehe den Schluß dieser Abhandlung). Rossetti betont, an verschiedenen Stellen verschieden lebhaft, daß $n\,W$ bei zunehmendem n anfänglich abnimmt („Schlußfolgerung 12“). Es scheint nicht ausgeschlossen, daß diese Abnahme in Wirklichkeit auf einer Abnahme des Durchschnittswertes des Wasserwiderstandes beruht. Denn der Gang von W zeigt in verschiedenen seiner Übersichten ein ganz verschiedenes Bild.

Rossetti findet zuerst (Ziff. 20, S. 185) Zahlen, die sich in anderer Darstellung so schreiben lassen

n	2,75	4,05	5,17	6,15
$n\,W : W_a$	5,64	3,64	3,78	4,08

und schließt, daß W bei zunehmendem n erst rapid, dann langsam falle. Die Mittelwertsreihe S. 188 dagegen, ergänzt durch ein erst in „Schlußfolgerung 15“ zu findendes Glied $n = 8$ und ein aus Leistung (4,5 Watt) und Strom (10^{-4} A.) in der Tabelle der Abhandlung von 1875 berechenbares Glied $n = 10$, lautet

n	2	2,5	3	4	4,5	5	5,5
$n\,W$	5,62	5,85	5,80	5,72	5,67	5,52	5,39
n	6	6,5	7	7,5	8	10	
$n\,W$	5,28	5,17	5,11	5,09	4,56	4,5	

Hier fällt also W erst langsam, am Schluß rapid. Vergleicht man diese schwankenden Ergebnisse, gewonnen mit einem schwankenden aber als konstant in Rechnung gesetzten W_a[1]), so kann nicht zweifelhaft sein, daß sie für eine Theorie erster Näherung durch die bei Müller gefundene Konstanz von $n\,W$ ersetzt werden dürfen.

Somit tritt (1) die Größe $n\,W = W^1$ (innerer Widerstand für $n = 1$) an Stelle der Größe, welche Müller in seiner letzten Stromformel (S. 112 seiner Abhandlung) W nennt. Setzt man ferner in erster Näherung

$$J_0 = n\,J_0{}^1, \tag{2}$$

wo $J_0{}^1$ der Kurzschlußstrom für $n = 1$ ist, so wird die elektromotorische Kraft der Maschine

$$E = J_0\,W = n\,J_0{}^1\,W^1 : n = J_0{}^1\,W^1, \tag{3}$$

also in erster Näherung konstant. Dieser, schon von Müller aus der Unabhängigkeit der Flaschenfunkenlänge von n gezogene Schluß[2]) ergibt folgende Erklärung von E.

---

[1]) Aus einem Versuchspaar der S. 180 bei Rossetti folgt eine solche Schwankung im Verhältnis 36 : 19; die Stichprobe ist aus Raummangel weggelassen.

[2]) Müller nannte früher (Technik d. phys. Unterr., S. 232) 18 cm; jetzt 14 cm. Die entsprechenden Funkenpotentiale zwischen Kugeln von 1 cm sind nach Benischke (Wiss. Grundl. d. Elektrotechnik, 4. A., S. 540) 140 und 120 KV.

E beruht auf dem Grenzwert, bis zu welchem sich die Belegungen aufzuladen vermögen. Die beim Drehen der Maschine aufzuwendende Kraft ist erforderlich zur Überwindung der von diesen Ladungen und den von ihnen influenzierten Leitern auf die Scheibe ausgeübten elektrostatischen Kräfte. Nun findet Rossetti diese Kraft in erster Näherung konstant (Graetz Handbuch, S. 68; weitere Versuchsreihen N. Cim. 12, 112). Genauer nimmt sie mit wachsendem n etwas zu, aber in stark wechselndem Maße. (Eine einfache Beziehung zur Luftfeuchtigkeit ist nicht vorhanden.) Dasselbe gilt somit für E. Ferner ist die elektromotorische Arbeitsleistung $E J_0$ ebenfalls mit n in erster Näherung proportional, woraus, da J in derselben Näherungsordnung proportional n ist, wieder die Konstanz von E folgt (Rossetti „Schlußfolgerung 9"). Sie ist hingegen von der Luftfeuchtigkeit abhängig, offenbar weil von dieser der Grenzwert mit abhängt, bis zu welchem sich die Belegungen aufzuladen vermögen.

Der Maschinenstrom kommt so zustande, daß die bewegliche Scheibe eine von n in erster Näherung unabhängige Ladungsdichte zu den Spitzenkämmen trägt; die Stromstärke bei Kurzschluß hängt fast nur von der an den Kämmen sekundlich vorbeibewegten Scheibenfläche ab. Der Strom verläßt die Scheibe da, wo die Luft hinreichend ionisiert ist, und geht als Glimmstrom auf den Spitzenkamm über. Hier wird elektrische Arbeit verbraucht, um die Ionen zu erzeugen, und verwandelt sich durch die Ionenstöße in Licht und Wärme. Der Widerstand W ist also fast ausschließlich in der leitenden Luft zu suchen; er ist veränderlich, aber keineswegs unbestimmt. Da er wie ein Ohmscher Widerstand Energieumwandlung bewirkt, ist er wie ein solcher als Verhältnis des Potentialabfalls zur Stromstärke berechenbar.

Das Potential der geladenen Scheibe ist gegenüber der Belegung ungefähr Null; sie verhält sich wie eine Franklintafel, deren geerdete Belegung aus leitender Luft besteht. Die von der Papierbelegung influenzierte Ladung sitzt wegen der Höhe der Spannungen, um die es sich handelt, auf der Scheibe.

Bewegt sie sich aus dem Felde der Papierbelegung heraus, so wächst ihr Potential wie das eines geöffneten Kondensators über das der Belegung hinaus. Eine Schätzung der Größenordnung dieser Verstärkung ergibt etwa folgendes. Die Kapazität eines quadratischen Scheibenstücks gegenüber der Belegung, dessen Seite 12,5 mal größer ist als der Abstand von der Belegung, ist gleich ihrer Seitenlänge. Von der Belegung entfernt, ist sie noch 0,36 derselben. Also handelt es sich ungefähr um Verdreifachung. Jedenfalls ist die elektromotorische Kraft E gleich einer festen Verstärkungszahl v mal Belegspannung B

$$E = v B. \tag{4}$$

Der innere Widerstand ist

$$W = E : n J_0{}^1, \tag{5}$$

in erster Näherung also umgekehrt proportional mit n, wie experimentell gefunden wurde.

Wird nun ein äußerer Widerstand W_a eingeschaltet, so stellt sich in diesem alsbald ein Potentialgefälle ein, welches das Potential am positiven Kamm hinauf-, am negativen herabtreibt. Die elektrostatischen Kräfte auf die Scheibe beruhen, wenn der Einfachheit halber nur von Anziehungen geredet wird, auf der Anziehung der geladenen Scheibe, welche aus dem Feld zwischen Belegung und Spitzenkamm herausgezogen wird; die positiv sich ladende Scheibenhälfte z. B. wird herausgezogen aus dem Felde zwischen negativer Belegung und Spitzenkamm, der bei Kurzschluß als geerdet betrachtet werden kann. Durch das Einschalten des äußeren Widerstandes wird der Spitzenkamm ebenfalls negativ, es gehen also jetzt weniger Kraftlinien von ihm zur Belegung und mehr von ihm zur positiven Scheibenhälfte; die zu überwindende Kraftlinienspannung nimmt also zu. So erklärt sich der schwere Gang der Maschine.

Ferner entlädt sich die positive Scheibenhälfte beim Durchgang am nunmehr ebenfalls positiven Kamm nicht mehr so vollständig wie bei Kurzschluß, es bleiben Ladungen auf ihr sitzen, die Stromstärke nimmt ab. Ist die Stromstärke jetzt J, so ist das Potentialgefälle an den Spitzenkämmen zusammen jetzt nur mehr

$$E - J W_a,$$

also

$$J : J_0 = (E - J W_a) : E. \tag{6}$$

Hieraus folgt wegen $E = J_0 W$, Gl. (3), nach Umformung

$$J : J_0 = W : (W + W_a). \tag{7}$$

Das Ohmsche Gesetz ist also erfüllt; und zwar ist W nach wie vor der wirkliche innere Widerstand. Denn das Verhältnis von Potentialgefälle an den Spitzenkämmen zu Stromstärke ist jetzt

$$\left.\begin{aligned} E - J_1 W_a : J_1 &= E : J_1 - W_a \\ &= W + W_a - W_a = W. \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Somit ist die richtige Stromgleichung der voll erregten Influenzmaschine in erster Näherung

$$\underline{E = J[(W^1 : n) + W_a].} \tag{9}$$

In Zahlen ergibt sich für Müllers Maschine, zweite Reihe

$$W^1 = 15{,}5 \text{ KM}\Omega;$$

erste Reihe, letzte drei Messungen

$$W^1 = 32{,}7 \text{ KM}\Omega.$$

Beim Vergleich mit Rossettis Zahlen ist zu beachten, daß ein Weber bei ihm ein Deziampere bedeutet, während z. B. der Bericht bei Wiedemann (2. A. I 978) Dekaampere verwendet. Ferner fällt auf, daß seine große Maschine mit gleichem n etwas kleinere Stromstärken geliefert haben soll als die kleine Müllersche, so daß die Vermutung Raum gewinnt, daß die Müllerschen n sich auf das Vorgelege beziehen und zum Vergleich mit dem Übersetzungsverhältnis zu vervielfachen sein würden, zumal Müller nicht über $n = 3$ hinausgeht. Allein hierdurch verschwinden nicht alle Schwierigkeiten. W^1 wird bei Rossetti 5 bis 6 K$M\Omega$, also auffallend niedrig; noch auffallender sind die niedrigen zugehörigen E-Werte, welche nicht über 60 KV. hinausgehen (also zwischen Kugeln von 1 cm nur 4 cm Schlagweite entsprechen).

Da mir eine Zwillingsmaschine von derselben Scheibengröße und demselben System wie die von Rossetti benutzte einfache zu Gebot steht, habe ich die Frage nach dem Wert von W^1 und E als Primanerübung zu bearbeiten begonnen. Folgende Verfahren würden gestatten, Rossettis Fehlerquelle zu vermeiden:

1. In der Mitte des Wasserwiderstandes wird mit T-Stück das Widerstandsmeßgefäß vom gleichen Inhalt wie die Röhren (10 cc) angesetzt und nach jeder Messung mit dem Widerstand der spez. Widerstand der Füllung nachgeprüft, indem die Füllung in das Gefäß gesogen und nachher zurückgedrückt oder erneuert wird.

2. In der Mitte des Wasserwiderstandes werden drei Sonden S_1, S_2, S_3 eingesetzt. Die mittlere wird geerdet; an S_1 wird das am andern Pol geerdete Galvanometer, an S_3 eine Elektrometernadel, deren Gehäuse geerdet ist, angeschlossen. Das Verhältnis f der Klemmenspannung zur Sondenspannung $S_2 S_3$ wird mit gutleitender Füllung und Kurzschluß zwischen $S_1 S_2$ galvanisch bestimmt; dann ergibt beim Gebrauch mit schlechtleitender Füllung $f$mal der Elektrometerangabe die Klemmenspannung K, das Galvanometer die gleichzeitige Stromstärke J_1, so daß der Widerstand jeden gewünschten Augenblick nachgeprüft werden kann.

3. Die Klemmenspannung wird unmittelbar mittels Hochspannungselektrometer gemessen. Dieses Verfahren ist auch auf die Potentialdifferenz B zwischen den Belegungen, bzw. B_1 und B_2 zwischen Belegung und Erde ($B = B_1 + B_2$ absolut), die noch nie untersucht worden ist, anzuwenden und damit $v = E:B$ zu ermitteln.

4. Statt des Wasserwiderstandes wird eine Serienfunkenstrecke, im einfachsten Fall drei Funkenstrecken, verwandt. Dann kann die Klemmenspannung der einzelnen Funkenstrecke mit einem mäßig hochgehenden Elektrometer gemessen und daraus diejenige der ganzen Serie erhalten werden. Die Mittelkugeln der Serie werden sorgfältig geerdet, eine durch das Galvanometer.

Versuche.

Da in der Schule, an welcher ich unterrichte, nirgends eine Versuchsanordnung längere Zeit stehen bleiben kann, wählte ich das am schnellsten aufzubauende Verfahren 4. Die Belegspannungen B_1 und B_2 und die Klemmenspannungen K_1 und K_2 der beiden offenen Funkenstrecken gegen Erde wurden bestimmt mit Hilfe einer Reihe in Kaskade geschalteter hochgehender Braunscher Elektrometer, für deren Herleihung, soweit nicht Schuleigentum, ich Herrn Mechaniker Bühler hier, Albrechtsche Werkstätte, Tübingen, zu Dank verpflichtet bin. Wegen des Sprühverlustes der isolierten Gehäuse bei höherem Potential konnten nicht mehr als vier Instrumente verwandt werden; dies genügte nur knapp für den Zweck.

Die Feuchtigkeit (Haarhygrometer) war 50 %, Temperatur 13° C. Anfangs stieg $B_{1,2}$ rasch über den Meßbereich, bis die Luft stark ionisiert war; dann gelang es wieder B zu messen.

Der Einfluß des Außenwiderstandes beim Einschalten von Funkenstrecken entsprach nicht immer der Theorie erster Näherung. Häufig erholte sich die gesunkene Stromstärke bald wieder. Ebenso sank beim Zurückgehen auf Kurzschluß manchmal die Stromstärke, statt zu steigen.[1]) Daher wurde während eines solchen Versuchs wieder B beobachtet. Es zeigte sich, daß es dann abnahm, jedoch weniger deutlich, als nach dem Abnehmen der Stromstärke zu erwarten war.

Im Mittel jedoch ergaben die Versuche mit $n = 6$ und genügend langen Funkenstrecken eine so starke Abnahme der Stromstärke, daß die Rossettische Theorie anwendbar wurde. Es war

Galv. Ruhelage vorher 75, nachher 70, Mittel 72,5 Tausendteile der Skalenentfernung.

16 Ausschläge für J_0, Überschüsse über 100: 10 14 5 10 3 5 7 −2 4 20 20 0 5 10 2 18; Mittel 108,2.

9 Ausschläge für J_1, Überschüsse über 100: 10 5 15 5 −2 10 −3 −5 3; Mittel 104,2.

J_0, Mittel in Tausendteilen von der Ruhelage ab: 35,7.

J_1, Mittel in Tausendteilen von der Ruhelage ab: 31,7.

In diesen Werten stecken die B-Schwankungen, sie sind daher einander sicher zu nahe. Als dies bemerkt wurde, wurde die Dämpfung des Instruments vermindert und auf die unmittelbar auf Widerstandsänderung folgenden J-Änderungen ge-

[1]) Rossettis Versuche mit konstanter Antriebskraft waren aus diesem Grunde für die Ermittlung der Gültigkeit seiner Theorie günstiger angeordnet, als die Müllerschen und die meinigen mit konstantem n.

achtet. Das Instrument war dabei immer noch aperiodisch. Die Reihe diese Beobachtungen ist in den obigen mit enthalten, für sich gegeben lautet sie

J_0 114 110 105 107 110 120 102 118, Mittel 110,75.

J_1 110 105 98 88 97 97 95 103, Mittel 100,27.

J_0, Mittel in Tausendteilen von der Ruhelage ab: 38,3.

J_1, Mittel in Tausendteilen von der Ruhelage ab: 27,8.

$J_0 : J_1 = 1{,}30$.

Galvanometerempfindlichkeit: ein Tausendteil $= 1{,}9\ \mu$A.

Klemmenspannung war im Mittel $27{,}5 + 29 = 56{,}5$ KV.

Mittel der J_1-Werte 57 μA.; also W_a gerade 1 KMΩ.

Hieraus folgt für die Maschine ein innerer Widerstand von

$$W^6 = 3{,}3 \text{ KM}\Omega; \quad W^1 = 20 \text{ KM}\Omega,$$

und eine elektromotorische Kraft

$$E = 1{,}30 \times 57 \times 3{,}3 = 247 \text{ KV.};$$ [1]

die Verstärkungszahl

$$v = E : B \text{ ist } 247 : (31{,}5 + 38) = 3{,}5.$$

Die Vervollständigung der Rossettischen Theorie und ihre Anwendung auf meine Versuche liefert somit Zahlwerte, welche mit den zugrunde gelegten Vorstellungen in Einklang stehen und mit den aus den Müllerschen Versuchen ermittelten soweit übereinstimmen, als es die Verschiedenheit der Maschinen erwarten läßt, wenn für W^1 bei Müller die Vervielfachung mit dem Übersetzungsverhältnis zutrifft (auf E ist diese ohne Einfluß).

Beim Vergleich mit Rossettis Zahlen wird die Größenordnung der Stromstärke befriedigend bestätigt; der Kurzschlußstrom J_0^6 meiner Maschine ist 74 μA.; Rossettis Kurzschlußstrom für $n = 6$ würde bei zwei Scheibenpaaren 93 μA. sein. Da meine n am Vorgelege gemessen und mit dem Übersetzungsverhältnis multipliziert, also wegen Riemenschlüpfung im Durchschnitt etwas zu klein sind, ist die Übereinstimmung wahrscheinlich noch näher. Die Abweichung der übrigen Größen rührt also von einem viel kleineren inneren Widerstand her. Vielleicht ist daran ein besser geschärfter Spitzenkamm beteiligt; der meinige ist alt und stumpf; Rossettis Maschine war ganz neu.[1]

Was endlich die Abweichung der Wirklichkeit von der Theorie erster Näherung betrifft, so hat zu der Zunahme von $J_0 : n$ mit n Müller S. 110 eine einleuchtende Bemerkung gemacht. Auf die Abhängigkeit der Größe E bei verschiedenen Versuchsreihen, innerhalb deren sie konstant ist, von der Luftfeuchtigkeit hat Rossetti schon aufmerksam gemacht. Sie muß auch noch vom Druck abhängen, weil bei zunehmendem Druck die Stromstärke zunehmend gefunden worden ist, die Größe W^1 aber ebenfalls eher zunehmen als abnehmen wird. Der Grund ist offenbar derselbe wie für den Einfluß der Feuchtigkeit. Es bleibt als wichtigste Frage die nach der Unbeständigkeit von nW in Müllers erster Reihe, die nach ihm bei schwachen Strömen so vorherrschend war, daß eher W als nW beständig blieb. Hier ist die unmittelbare Bestimmung von B an den Belegungen bei gleichzeitiger Beobachtung des Luftzustandes von besonderem Wert. Im Anschluß an meine diesbezüglichen, noch lückenhaften (wegen Raummangels hier nicht mitgeteilten) Beobachtungen machen Müllers Ergebnisse folgenden Eindruck. Die erste, vermutlich in trockener Luft, zeigt bis zum Schluß eine zunehmende Aufladung der Belegungen; bei der zweiten, vermutlich in feuchter Luft, liegt die Aufladung der Belegungen unterhalb des niedrigsten zur Anwendung gelangten n (sie war selbst bei meinen langsamsten Drehgeschwindigkeiten bei trockener Luft schon halb vollendet), und der beobachtete schwankende Gang von E zeigt, daß die Belegungen nur vorübergehend weitere Aufladungen festhalten konnten.

Zusammenfassung.

Eine Charakteristik der Influenzmaschine gelingt mittels der Begriffe Stromstärke J, elektromotorische Kraft E, Spannung der Belegungen gegeneinander B, Verstärkungszahl $v = E : B$, innerer Widerstand für n Uml./Sek. W^n, innerer Widerstandsfaktor $W^1 = W^n : n$, äußerer Widerstand W_a; sie hat die Form

$$J = \frac{vB}{W^1 : n + W_a}.$$

[1] Die Schlagweite liegt oberhalb 22 cm (160 KV), wo Gleitfunken über den Flaschenrand beginnen. (Selbstgefert. Flasche zum Höherkommen wurde durch Rohrleger zerstört.)

[1] Die Nachprüfung dieser Vermutung muß ich wegen der ungünstigen Verhältnisse einem Influenzmaschinenfabrikanten überlassen.

(Eingegangen am 1. Juli 1922)

Technische Wärmelehre.

Die Temperatur des aus einer Lösung sich entwickelnden Dampfes.

Von K. Schreber.

1. Die Entwicklung des Kraftmaschinenbaues ist jetzt so weit, daß es in vielen Fällen wirtschaftlich ist, durch Aufwendung von Arbeit zu heizen. Zwar für die einfache Raumheizung, an die man zuerst denken möchte, sind die Kosten der Arbeit noch zu groß gegenüber den Kosten der Wärme, dagegen kann man, wie viele ausgeführte Anlagen beweisen[1]), beim Eindampfen von Lösungen mit gutem Erfolg unter Aufwendung von Arbeit heizen. Der aus der Lösung sich bildende Dampf wird verdichtet, dabei auf eine heißere Temperatur gebracht und nun zum Heizen der Lösung für weiteres Eindampfen benutzt.

Zur Berechnung der Größe des Verdichters und der von ihm verlangten Arbeit muß man den Raumumfang des in der Zeiteinheit entstehenden Dampfes d. h. seine Temperatur genau kennen.

Im Jahre 1822 veröffentlichte Faraday[2]) eine Arbeit, auf die ich unten noch einmal genauer eingehen muß. In deren einleitenden Worten schreibt er: Man weiß, daß wenn man ein Salz z. B. Salpeter in Wasser wirft, welches bei 100° siedet, dieses Salz den Siedepunkt[3]) des Wassers um mehrere Grade steigen läßt, ohne jedoch die Temperatur des Dampfes zu erhöhen, so daß Dampf von der Temperatur 100° entsteht aus einer Salzlösung, deren Siedepunkt bei 115° liegt. Hiergegen wendet sich Gay-Lussac, der damalige Schriftleiter der Ann. chim. phys. in einer Anmerkung, in welcher er im Vertrauen auf den Grundsatz der Wärmeleitung, daß zwischen zwei unendlich benachbarten Schichten stets nur ein unendlich kleiner Temperaturunterschied vorhanden sein könne, die Behauptung aufstellt, „daß die Temperatur des Dampfes aus einer Lösung genau dieselbe sei, wie die der Flüssigkeitsschicht, welche den Dampf berührt".

Trotzdem Gay-Lussac diese Behauptung durch keinen Versuch bestätigte, sondern ganz willkürlich aufstellte, hat er dennoch durch sie dem durch Versuche begründeten Satz Faradays das Ansehen entzogen und als ich die wissenschaftlichen Grundlagen des Eindampfens mit verdichtetem Schwaden klarlegen wollte und mich dabei auf den Satz von Faraday verließ, habe ich vielen Widerspruch erfahren. Meine zum Teil sehr scharf auftretenden Gegner beriefen sich dabei auf folgende Lehrbücher: Wüllner, Experimentalphysik II (1896), S. 714 bis 717; Müller-Pouillet, Experimentalphysik III (1907), S. 392; Warburg, Experimentalphysik (1917), S. 181; Nernst, Theoret. Chemie (1913), S. 134; Perry-Meuth, Die Dampfmaschine usw. (1903), S. 391.

Die beiden ersten gehen unmittelbar auf die Versuche von Magnus zurück, auf die ich gleich zu sprechen komme, und stehen und fallen mit diesen. Warburg erwähnt nur die unten zu besprechenden Ansichten von Regnault, Magnus und Wüllner, ohne Stellung dazu zu nehmen, nachdem er vorher den Satz von Rudberg in gesperrtem Druck mitgeteilt hat. Perry beruft sich auf Lord Rayleigh; woher dieser seine Behauptung hat, habe ich nicht nachgeprüft; sie wird aber letzten Endes auch wieder auf Gay-Lussac zurückzuführen sein.

Nernst ist scheinbar hiervon unabhängig. Die Temperaturgleichheit von Dampf und Lösung ergibt sich bei ihm auch nur mittelbar. Nernst geht von der Annahme aus, daß sich in der Dampfatmosphäre seines Versuches das isotherme Gleichgewicht einstellt. Gleichgewicht d. h. Ruhezustand kann aber nur als Grenzfall eines der beiden entgegengesetzten Bewegungszustände erreicht werden. Jeder Bewegungszustand in einer energiedicht gegen außen abgeschlossenen oder in der unbegrenzten freien Atmosphäre der Erde, mag er aufwärts oder abwärts gerichtet sein, verläuft adiabatisch; also muß auch der Gleichgewichtszustand ein adiabatischer sein. Dann aber ist der Dampf oben kälter als unten und wir haben an der freien Oberfläche der Lösung den Temperatursprung, dessen Vorhandensein Faraday behauptet.

Man kann sich von dem Vorhandensein des adiabatischen Gleichgewichtes unter der Glocke des Nernstschen Versuches auch überzeugen, wenn man die Luft auf folgende Weise aus der Glocke wegschafft. Unmittelbar auf der freien Oberfläche

[1]) Altenkirch, Zeitschr. f. techn. Physik 1920, S. 77; ferner Zeitschr. f. Dampfkessel- usw. Betr. 1920, S. 153 u. 350, 1921, S. 61 u. 143; Zeitschr. Bay. Rev. V (1919), S. 110, 1920, S. 7; Kali 1920, S. 403, 1921, S. 145 u. 252; Papierfabrikant 1920, S. 26 usw.

[2]) Ann. chim. phys. **20** (1822), S. 320.

[3]) Siedepunkt einer Flüssigkeit bei einem gegebenen Druck ist die kälteste von den Temperaturen, bei denen unter Berücksichtigung des Druckes der Flüssigkeitssäule Blasen aus reinem Dampf an Heizflächen, im Inneren oder auf dem Grunde der Flüssigkeit entstehen. Ist die Flüssigkeit heißer, so nennen wir sie überhitzt; im allgemeinen geht die Überhitzung, sobald einmal die Dampfentwicklung begonnen hat, schnell zurück, bis der Siedepunkt erreicht ist. Enthalten die entstehenden Blasen noch einen anderen gasigen Stoff, so können sie, wenn dieser einen viel kälteren Siedepunkt hat, bei kälteren Temperaturen sich bilden. Bei lufthaltigem Wasser entstehen unter atmosphärischem Druck Blasen vielfach schon bei 60° bis 70°, reine Dampfblasen entstehen erst bei 100°.

des Wassers unten stehe ein Kolben, welcher sowohl an der Glocke wie auch am Standrohr der Lösung dicht anschließe. Diesen Kolben hebe man langsam empor. Es wird dann von unten Dampf nachdringen, welcher sich, je höher der Kolben kommt, unter immer schwächeren Druck befindet, sich also adiabatisch ausdehnen wird. Geht die Bewegung des Kolbens langsam genug vor sich, so haben wir hier dauernd adiabatischen Gleichgewichtszustand.

Für die von Nernst beabsichtigte Genauigkeit der Aufgabe ist es übrigens gleichgültig, ob man adiabatischen oder isothermen Gleichgewichtszustand in Rechnung stellt.

Lehrbücher, in denen Faradays Ansicht als zu recht bestehend ausdrücklich anerkannt wird, sind mir nicht bekannt geworden.

Es ist also dringend nötig, daß die Behauptung Gay-Lussacs und seiner Nachfolger auf ihre Richtigkeit untersucht wird. Ich werde das im Nachfolgenden ausführen, indem ich zunächst die bisherigen Versuche bespreche, dann meine zur Prüfung vorgenommenen Versuche beschreibe und deren Ergebnisse mitteile und schließlich, ohne auf Versuche einzugehen, aus allgemein anerkannten Sätzen und Tatsachen die Richtigkeit der Faradayschen Behauptung nachweise.

2. Die früheren Versuche. Von den Versuchen, welche Gay-Lussacs Behauptung veranlaßt hat, ist der älteste ein Versuch von Faraday selbst. Ich habe ihn nicht nachlesen können, sondern kenne ihn nur aus der Arbeit von Magnus.[1])

Dieser schreibt: Wahrscheinlich infolge dieser Bemerkung (die oben erwähnte von Gay-Lussac) hat Herr Faraday die erwähnte Note (es ist die oben angeführte gemeint) erst im folgenden Jahr 1823 im Quarterly Journal of Science abdrucken lassen, denn er sagt in dieser englischen Veröffentlichung: Er hätte verschiedene Versuche angestellt und Gay-Lussacs Behauptung richtig gefunden; aber er sei erstaunt gewesen über die Schwierigkeit, bestimmte Resultate zu erhalten, nur indem er einen doppelten Kessel angewandt habe, der sowohl zwischen den Wänden als auch oben dieselbe Lösung wie im Inneren enthielt, indem er das Thermometer bis zu einer höheren Temperatur erwärmte und dann in dem Dampf abkühlen ließ, indem er während längerer Zeit den Versuch fortsetzte, sei er imstande gewesen, sich selbst zu überzeugen, daß keine Anomalie bei dieser Erscheinung obwalte.

Soweit Magnus. Zahlen über den Gang des Thermometers teilt er nicht mit; ob Faraday selbst keine veröffentlicht hat, kann ich nicht entscheiden.

[1]) Magnus. Pogg. Ann. **112** (1861), S. 408 besonders 412.

Zu beachten ist, daß der geschickte Experimentator Faraday ausdrücklich auf die Schwierigkeit, bestimmte Resultate zu erhalten, hinweist.

Der nächste, der sich mit unserer Frage beschäftigt, ist Rudberg.[1]) Er führt im Eingang seiner Arbeit zunächst einige französische Lehrbücher an, welche behaupten, daß der aus einer Lösung gebildete Dampf überhitzt sei. Seine Versuche beweisen das Gegenteil.

Die von ihm bei seinen Versuchen benutzte Vorrichtung ist ein Glaskolben mit langem weiten Hals. In diesem hängt von dem Messingdeckel ein Messingrohr herunter bis in den Eingang der Erweiterung des Halses zum Kolben. Dieses Rohr trägt unten ein feinmaschiges Netz; in seiner Achse hängt das Thermometer. Der im Kolben entwickelte Dampf strömt oben durch Öffnungen im Deckel nach außen, so daß das Messingrohr auf beiden Seiten von Dampf umgeben ist. Damit keine Wärme nach außen abgegeben werden kann, hat Rudberg noch einen besonderen doppelwandigen Heizmantel, der mit Dampf aus einem besonderen Entwicklungsgefäß geheizt wird. Der zwischen diesem Mantel und dem Hals des Kochgefäßes befindliche Ringraum ist oben durch einen Kork verschlossen, so daß die Luft darin sich stauen und deshalb die Temperatur des Mantels annehmen muß. Es ist also der Dampf mit größter Sorgfalt gegen Wärmeabwanderungen geschützt.

Aus seinen Zahlen teile ich hier einige von denen, welche sich auf Chlorkalziumlösungen beziehen mit. Er gibt die Temperatur des Dampfes t_d und die des aus reinem Wasser entstehenden, t_w, welche er nach der Ausgleichsgleichung seiner früheren Versuche für den abgelesenen Luftdruck berechnet hat. Um die Genauigkeit dieser Gleichung beurteilen zu können, gebe ich auch eine von den Messungen, bei denen destilliertes Wasser kochte.

	t_d	t_w
Erste Lösung	100,08	100,03
Eingedampfte Lösung	100,27	100,23
Weiter eingedampfte Lösung	99,89	99,84
Auf das äußerste eingedampfte Lösung .	99,84	99,79
Destilliertes Wasser	99,83	99,78

Der Unterschied ist bei den Lösungen derselbe wie beim Wasser; er ist also wahrscheinlich durch die Unsicherheit der die früheren Versuche wiedergebenden Gleichung bedingt. Der Siedepunkt der letzten Lösung ist ungefähr 150°.

Rudberg hatte Recht, aus diesen Versuchen zu schließen, daß der aus einer Lösung sich entwickelnde Dampf dieselbe Temperatur habe, wie der bei demselben Druck aus reinem Wasser sich entwickelnde, mag die Siedetemperatur der Lösung sein, welche sie wolle.

[1]) Pogg. Ann. **34** (1835), S. 257.

Die Versuche von Rudberg sind von Regnault[1]) wiederholt und erweitert worden, indem er auch bei künstlich erzeugten Drucken arbeitete. Er teilt zwei seiner Versuchsreihen mit $CaCl_2$-Lösung mit; aus der ersten gebe ich nachstehend die beiden dem Atmosphärendruck am nächsten liegenden Zahlen wieder. Unter mm steht der Druck in mm-Quecksilbersäule. Er teilt auch die Temperatur t_l der Lösung mit:

mm	t_l	t_d	t_w
434,19	87,54	85,09	85,07
1807,15	129,86	126,63	126,16

Die Lösung ist schwach gewesen, wie man aus dem geringen Unterschied $t_l - t_d$ erkennt. Wichtig ist, daß wieder $t_d = t_w$ ist, wie es Rudberg behauptet hat.

Mit seiner mechanistischen Vorstellung von der Natur der Lösung schien Regnault dieses Ergebnis nicht vereinbar. Deshalb suchte er nach einem Auskunftsmittel, seine Beweiskraft abzuschwächen. Er fand es in der Beobachtung, daß die Thermometer stets naß waren. Sie konnten deshalb nicht die Temperatur des Dampfes sondern nur die des auf ihnen hängenden Wassers angeben.

Seiner Meinung nach „Rührt der größere Teil des Wassers, welches am Thermometer herabläuft, von der Verdichtung am oberen Teil des Stieles her“. Es setzt also voraus, daß das Thermometer in seinem Stiel so viel Wärme nach außen ableitet, wie der Verflüssigungswärme des am Thermometer hängenden Wassers entspricht. Er gibt keine Beschreibung seiner Versuchseinrichtung, aus der man etwas über die Thermometer und deren Befestigung erfährt. Jedenfalls müßte es ein Thermometer gewesen sein, welches eine sehr gute Wärmeleitfähigkeit besitzt, und welches in einem sehr gut leitendem Deckel gesessen hat. Bei dem großen Geschick Regnaults ist eine solche Unvorsichtigkeit wohl kaum anzunehmen, d. h. die Erklärung Regnaults für das Wasser am Thermometer ist nicht stichhaltig. Er hat sich durch seine Voreingenommenheit verführen lassen, die einfachere richtige zu übersehen. Das Thermometer ist zunächst kalt und muß auf die Temperatur des Dampfes erwärmt werden. Das geschieht, indem sich Dampf niederschlägt. Wäre der Dampf, wie Regnault behauptet, überhitzt, so würde er durch seine Überhitzungswärme das Thermometer allmählich trocknen. Da es naß bleibt, kann der Dampf nicht überhitzt sein.

Wird das Thermometer der Oberfläche der Lösung sehr genähert, so spritzen Tropfen dagegen, so daß aus dem reinen Wasser eine Lösung wird, welche stets verdünnter bleibt als die kochende. Das Thermometer zeigt deren Temperatur an, die heißer ist als die des kochenden Wassers aber auch wiederum kälter als die der zu untersuchenden Lösung.

[1]) Regnault, Pogg. Ann. **93** (1854), S. 537 bes. 543.

Wüllner[1]) leitet aus einer mechanistischen Auffassung von der Natur der Lösungen her, daß der aus einer solchen sich entwickelnde Dampf dieselbe Temperatur habe wie die Lösung. Thermometrische Feststellungen dieser Temperatur hat er nicht unternommen. Gerade dadurch ist es erklärlich, daß er dauernd bei seiner Behauptung bleibt.

Durch diese Arbeit Wüllners wurde Magnus[2]) veranlaßt, diese Frage noch einmal durch Beobachtung zu prüfen und wenn möglich Gay-Lussacs und Wüllners Ansicht zu bestäigen.

Er fand zunächst Faradays Beobachtung wieder, daß ein mit Salz oder einer Salzlösung befeuchtetes Thermometer im Dampf des reinen Lösungsmittels Temperaturen zeigt, welche viel heißer sind als dieser Dampf selbst. Würde man das Thermometer, mit dem man die Temperatur des Dampfes feststellen will, mit der Lösung selbst befeuchten, so würde man sich täuschen.

Den Grund für die Ergebnisse Rudbergs sucht er in Wärmeabwanderungen durch Strahlung des Thermometers. Er baut sich deshalb eine Versuchsvorrichtung, bei der alle Abwanderungen von Wärme ausgeschlossen sind; höchstens können Zustrahlungen vorkommen.

Der Deckel des inneren von zwei ineinander stehenden Zylindern trägt ein weites wagerecht liegendes Rohr, in welches von der Seite das Dampfthermometer gesteckt wird. Der dieses Rohr und beide Zylinder überdeckende Außendeckel hat oben eine senkrechte Öffnung, durch welche ein Thermometer bis in die Lösung reicht. Innenzylinder und Ringraum werden mit Lösung beschickt, die in beiden dieselbe Höhe haben soll; ob zu diesem Zweck beide Räume in Verbindung miteinander stehen, wird nicht gesagt. Der im inneren Gefäß erzeugte Dampf tritt durch eine Öffnung von unten in das das Dampfthermometer tragende Rohr, durchströmt dieses und tritt durch eine zweite Öffnung in den Ringraum. Gemeinschaftlich mit dem hier erzeugten Dampf tritt er durch eine im oberen Deckel befindliche Öffnung in die freie Atmosphäre.

Das das Dampfthermometer tragende Rohr ist also vollständig von Dampf umgeben, so daß das Thermometer sicherlich nicht nach außen abstrahlen kann.

Ist die Dampfentwicklung in vollem Gange, so wird das Dampfthermometer in einem Luftbade auf eine Temperatur erwärmt, welche hinreichend heißer ist, als die Siedetemperatur der Lösung und

[1]) Pogg. Ann. **103** (1858), S. 562.
[2]) Pogg. Ann. **112** (1861), S. 408.



dann schnell an seinen Platz gebracht. „Dieses Thermometer sinkt dann langsam bis zu einer Temperatur, die um einige Grade niedriger als die der kochenden Lösung, aber höher als 100° ist.“ Ich gebe nachstehend einige Zahlen der ersten Versuchsreihe in welcher eine $CaCl_2$-Lösung benutzt wurde. Da sie durch das Eindampfen selbst immer reicher wird, so wird ihr Siedepunkt t_l immer wärmer; gleichzeitig zeigt aber auch das Dampfthermometer immer heißere Temperaturen t_d.

t_l = 107,0 108,0 110,0 112,0 114,0 116,0
t_d = 105,25 105,8 107,0 108,1 110,0 111,2.

Nach Mitteilung noch weiterer Zahlenreihen schreibt Magnus: „Diese Bestimmungen haben keinen absoluten Wert, denn bei ihrer Wiederholung in demselben Apparat und für dieselben Salzlösungnn erhält man etwas andere Zahlen.“

Den Grund hierfür sucht Magnus trotz der vollständigen Umhüllung des Thermometerrohres mit Dampf noch immer in Wärmeabwanderungen nach außen.

Es ist auffallend, daß Faraday, wenigstens in seiner ersten Mitteilung, Rudberg und Regnault das ganz bestimmte, einfach auszusprechende und auf andere als die untersuchten Lösungen leicht übertragbare Ergebnis gehabt haben, daß der aus einer Lösung entstehende Dampf dieselbe Temperatur habe, wie der aus reinem Lösungsmittel entstehende, daß aber alle die, welche die Temperatur der Lösung im Dampf wiederfinden wollten, keine eindeutigen Zahlenangaben machen können. Sie erreichen nicht die Temperatur der Lösung, welche sie finden wollen; ihr Thermometer bleibt stets kälter.

Aus meinen Versuchen gebe ich schon hier eine Reihe, welche in bezug auf die Versuchsanordnung mit denen von Magnus ziemlich gleichwertig ist und ebenfalls für $CaCl_2$ gilt.

t_l = 115,0 117,0 119,0 121,0 123,0 125,0 127,0
t_d = 100,4 100,8 101,4 102,3 102,9 103,5 105,3.

Das Gesamtverhalten ist wie bei Magnus: beide Temperaturen werden mit fortschreitendem Eindampfen immer heißer, aber die Abweichung der Temperatur des Dampfthermometers von 100° ist viel kleiner. Sie diene als Beleuchtung des Satzes von Magnus, daß „diese Zahlen keinen absoluten Wert haben.“ Man kann bei dieser Anordnung am Dampfthermometer alle beliebigen Zahlen zwischen der Temperatur der Lösung und des Lösungsmittels erreichen.

3. Neue Versuche. Durch den Widerstand, welcher mir bei der Wiederaufnahme der ersten Behauptung Faradays entgegengestellt wurde und infolge des mangelnden Verständnisses für meine Ableitung dieser Behauptung aus allgemein anerkannten Sätzen, sehe ich mich gezwungen, die Versuche von Magnus zu wiederholen und ihre Mängel an Versuchen zu zeigen.

Magnus Verlangen, daß die das Thermometer umgebenden Wände gegen Wärmeabwanderungen nach außen geschützte seien, läßt sich leicht erfüllen mit Hilfe des zur Eichung von Thermometern üblichen Siedegefäßes.[1])

Wird an Stelle von reinem Wasser eine Salzlösung in den Flüssigkeitsraum gegeben, so steht zu befürchten, daß der innere Zylinder durch Wärmeleitung die Temperatur der Lösung annimmt und durch Strahlung die Angaben des Dampfthermometers fälscht. Ich habe deshalb an den Kork mittels dreier dünner Drähte einen Weißblechzylinder aufgehängt.

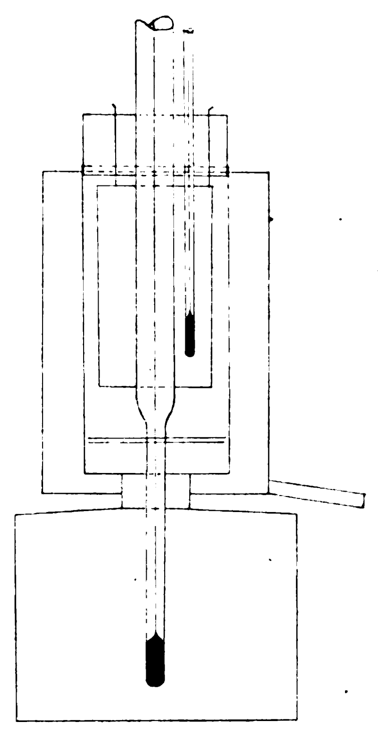


Fig. 1.

Es stellte sich aber nachher heraus, daß diese Strahlung bei meinen Versuchen zu vernachlässigen sei, weil der mir von Herrn Prof. Starke gütigst zur Verfügung gestellte Apparat des physikalischen Institutes der Aachener Hochschule bei dem hier ausschlaggebenden Übergang vom Siederaum zum Thermometermantel etwas anders gebildet war, wie der von Kohlrausch gezeichnete. Auf dem Siederaum sitzt ein enges Rohr, welches die beiden Zylinder des Thermometermantels trägt (Fig. 1). Die Wärme, welche durch den Querschnitt der Wandung dieses Rohres fließt, verteilt sich nachher auf den breiten Zylinder und verliert dabei ihre Temperatur so sehr, daß für Strahlung nichts

[1]) Kohlrausch, Praktische Physik, 1910, S. 146.

mehr übrig bleibt. Der von mir hineingehängte Strahlungsschutz hatte gar keinen Einfluß.

Die hiermit angestellten Versuche zeigten dieselbe Regellosigkeit wie die von Magnus. Es ist also die von Magnus für diese Regellosigkeit gegebene Entschuldigung, daß Wärmeabwanderung vom Dampfthermometer durch Strahlung stattfände nicht stichhaltig.

Ich baute jetzt einen guten Flüssigkeitsabscheider ein, wie ihn Rudberg auch schon gehabt hatte. Um der Gefahr der Wärmeleitung vorzubeugen, stecke ich an den Stiel des Lösungsthermometers zwei engmaschige Drahtnetze, welche zwar den Querschnitt des Innenzylinders nahezu vollständig ausfül'ten, aber doch mit nur einigen Drahtspitzen die Wandung berührten. Das Netz kann also nur die Temperatur des Dampfes annehmen. Von jetzt ab blieb die Temperatur des Dampfthermometers, die Lösung konnte reich oder arm sein, mochte schnell oder langsam kochen, immer 100⁰.

Hiermit war die Fehlerquelle von Magnus entdeckt. Hätte dieser die Öffnung, durch welche der Dampf aus dem Innengefäß in das das Dampfthermometer umgebende Rohr einströmt, mit einem Netz abgedeckt, so würde auch er bei jeder Lösung die Temperatur des Dampfes zu 100⁰ gefunden haben.

Nun bleibt noch die Aufgabe, den Satz Faradays und Rudbergs gegen den Vorwurf Regnaults zu verteidigen, daß das Dampfthermometer naß sei.

Ich kann auf grund meiner Beobachtungen diese Tatsache bestätigen: Jedesmal wenn ich den Kork mit den Thermometern herausnahm, sah ich entweder auf dem Netz einen kleinen Tropfen oder es hing noch einer am Dampfthermometer; in diesem Falle war aber keiner auf dem Netz.

Wir müssen uns zunächst überlegen, woher dieser Tropfen kommt. Das von mir benutzte Thermometer war ein Einschlußthermometer, mit der bekannten dünnen Wand und einer dünnen Milchglasteilung. Der Kork hatte eine Dicke von 3 cm. Da darf ich wohl mit ruhigem Gewissen behaupten, daß das Thermometer keine Wärme nach außen ableitet, wie es Regnault anzunehmen scheint, trotzdem er selbst zugibt, daß seine Vorsichtsmaßregel gegen das Herabfließen der Tropfen keinen Erfolg gehabt habe.

Die Tropfen müssen also einen anderen Grund haben.

Jedesmal wenn das Dampfthermometer in den Dampf hineinkommt, mag man es in den Dampfraum hineinhängen, wenn die Dampfentwicklung im Gange ist oder schon vorher, wird sich bei seiner Erwärmung auf seine Endtemperatur Dampf niederschlagen, der einen zusammenhängenden Feuchtigkeitsüberzug bildet und gegebenen Falles als Tropfen herunterfließt. Wäre der Dampf überhitzt, wie es nach Gay-Lussac und seinen Anhängern der Fall sein soll, so müßte die Überhitzungswärme schließlich das Thermometer wieder trocknen. Das von mir benutzte Thermometer wog 12 g; davon waren rund 2 g Quecksilber und 10 g Glas, von denen die Hälfte im Dampfraum war. Danach kann man seinen Wasserwert zu $2 \cdot 0{,}033 + 5 \cdot 0{,}19 = 1$ g schätzen. Hat der Dampf die Temperatur der Lösung, so muß das Dampfthermometer rund um 100⁰ erwärmt werden; hierbei nimmt es 100 cal auf. Bei meinen Versuchen verdampften in 1 Stunde rund 800 g Wasser der Lösung von $110 \div 115^0$ Siedetemperatur. Der Dampf wäre also um $10 \div 15^0$ überhitzt und könnte $800 \cdot 0{,}5 \cdot (10 \div 15) = (4000 \div 6000)$ cal abgeben. Es brauchte der Dampf nur einen ganz geringen Teil seiner Überhitzungswärme dem Thermometer abzugeben. Aber selbst bei Versuchen von 2 Stunden Dauer blieb der Tropfen bestehen. Das ist nur möglich, wenn der Dampf nicht überhitzt, sondern wenn er gesättigt ist.

Trotzdem habe ich den von Faraday gemachten und von Rüdorff wiederholten Vorschlag angewendet und auch Beobachtungen mit vorgewärmten Dampfthermometer gemacht.

Ich baute zu diesem Zweck ein drittes Thermometer in den Kork ein, welches ich leicht herausnehmen und wieder hineinstecken konnte. Um dessen Quecksilbergefäß und den unteren Teil seiner Teilung wurde eine Heizspule gewickelt. Die dicken Zuleitungsdrähte wurden durch einen kleinen Kork gesteckt, welcher eine Öffnung im großen Kork abschließen konnte. Nachdem ich zusammengebaut hatte, schloß ich den Heizstrom; als das Kochen der Lösung begann, zeigte das Dampfthermometer ungefähr 150⁰. Es war also sicher vollständig trocken als die ersten Dampfwolken an es herankamen und verflüssigte auch keine auf seiner Oberfläche. Nach einiger Zeit unterbrach ich den Heizstrom, ließ aber die Heizspule an ihrer Stelle. Alle 15 Sek. wurde die Stellung des Fadens abgelesen, bis sie sich nicht mehr änderte. Bei einem anderen Versuch heizte ich das Thermometer außerhalb des Dampfraumes vor, stellte es in diesen hinein und zog an den Zuleitungsdrähten die Heizspule hoch, so daß sie nicht mehr in der Nähe des Quecksilbers war. Ich gebe zwei solcher Zahlenreihen: bei a) ist die Heizspule in der Höhe des Quecksilbergefäßes, bei b) hochgezogen.

a) 139,0 132,8 128,0 123,8 119,9 117,0 114,5 112,2 110,6 108,9 107,8 106,6 105,8 104,8 104,0 103,7 103,0 102,8 102,2 101,9 101,7.

b) 139,8 134,2 129,3 125,4 121,9 118,6 116,0 113,8 111,8 110,2 108,8 107,5 106,6 105,8 105,0 104,1 103,7 103,0 102,8 102,0 102,0.

Zeichnet man $\log (t_d - 100)$ in Abhängigkeit von der Zeit auf, so erhält man eine vollständig

gerade Linie. Daraus muß man schließen, daß die Strahlung auf den Gang des Thermometers keinen merklichen Einfluß ausübt und die Abkühlung nur durch Berührung mit Dampf bewirkt wird.

Die Abkühlung der zweiten Reihe verläuft etwas langsamer, wahrscheinlich weil in der ersten die Heizspule Wirbelungen im Dampfstrom erzeugt, die die Wärmeabgabe durch Berührung begünstigen.

Für unsere Frage ist wichtig, daß die gerade Linie bei der Temperatur der Lösung, in den beiden mitgeteilten Reihen 108,0^0, auch nicht die geringste Änderung ihrer Neigung zeigt. Das Dampfthermometer wird mit ungeänderter Beizahl kälter, bis es 100^0 erreicht hat, d. h. die Temperatur des Dampfes, in welchem sich das Thermometer befindet ist 100^0. Es ist die erste Behauptung von Faraday und die von Rudberg auch hier wieder bestätigt.

Dasselbe folgt auch daraus, daß das ungeheizte Thermometer, so oft ich die Thermometer herausnahm, sich jedesmal feucht erwies, während das beheizte, selbst wenn ich es nach Unterbrechung des Heizstromes noch lange im Dampfstrom stehen ließ, stets trocken blieb. Die Feuchtigkeit des Thermometers rührt also nur vom Anwärmen her und kann, da der Dampf gesättigt ist, nicht abgetrocknet werden.

4. Ableitung aus allgemeinen Sätzen. Für den, der imstande ist, allgemein anerkannte Tatsachen und Sätze auf den vorliegenden Fall anzuwenden, waren die Beobachtungen überflüssig und das auf sie verwendete Geld und die für sie verbrauchte Zeit verschwendet.

Es wird sich aus einer Lösung Dampf entwickeln, sobald deren Zustand so ist, daß der aus ihr aufsteigende Dampf unter den gegebenen äußeren Bedingungen bestehen kann. Wasserdampf kann bei Atmosphärendruck bestehen, sobald er 100^0 warm ist. Es liegt deshalb kein Grund vor, warum er nicht mit 100^0 aus der Lösung entstehen soll, sondern erst wenn er überhitzt ist. Die Behauptung Faradays ist also die selbstverständliche, und nur wer durch fremde Überlegungen befangen ist, wie Gay-Lussac durch seine, durch nichts als zulässig erwiesene Übertragung der Gesetze der Wärmeleitung und Wüllner, Regnault und Magnus durch ihre mechanistischen Vorstellungen, sträubt sich dagegen.

Die Anwendung des Intensitätssatzes von Carnot-Clausius auf die bekannte Tatsache, daß man mit dem Dampf des Lösungsmittels eine Lösung bis zu ihrem Siedepunkt erwärmen kann, führt zum selben Ergebnis.

Der Zweck der oben erwähnten Arbeit von Faraday war, die Beschreibung eines Versuches, welcher diese Tatsache bekannt geben sollte. Gay-Lussac bemerkt dazu, daß sie in Frankreich schon lange bekannt sei, er erkennt also ihre Richtigkeit an. Wie oben erwähnt, hat sie Magnus noch einmal gefunden. Man kann sich von ihrer Richtigkeit ohne merklichen Aufwand von Zeit und Geld leicht durch folgenden einfachen Versuch überzeugen.

Man bringe in einem mit Ausguß versehenen Becherglas Wasser zum Kochen und decke es mit einem Uhrgläschen zu, so daß ein Raum entsteht, der vollständig mit Wasserdampf gefüllt ist. Die Wölbung des Uhrgläschens sei nach oben gekehrt, damit man gegen herabfallende Tropfen geschützt ist. Um ein Thermometer lege man einen Streifen Papier, der ungefähr dreimal so breit ist, wie das Quecksilbergefäß lang, einmal herum und binde ihn oberhalb des Quecksilbers fest. Er klafft dann unten auseinander und bildet so eine kleine Schale, in welche man irgendein Salz mit negativer Lösungswärme — diese Bedingung wird nur gestellt, um Einwendungen gegen das Ergebnis von vornherein unmöglich zu machen — z. B. NH_4Cl, NH_4NO_3 oder dergl. gibt. Kocht das Wasser im Becherglas kräftig, so schiebe man das Thermometer in den Dampfraum. Man wird in kurzer Zeit das Quecksilber Temperaturen erreichen sehen, welche weit heißer sind als die des Dampfes, sagen wir einmal um für das folgende eine bestimmte Zahl zu haben, 120^0; man kann aber auch 150^0 und noch mehr erreichen.

Der Dampfraum hat, so ist ja das Thermometer eingerichtet, 100^0 und zwar bis an die Oberfläche der Lösung heran. Die Lösung hat, das zeigt das in ihr befindliche Thermometer, 120^0 und zwar ebenfalls bis an die Oberfläche heran. An dieser findet also ein endlicher Temperatursprung statt, der recht groß sein kann, im vorliegenden Falle z. B. 20^0, und die Wärme ist übergegangen aus dem Dampfraum von 100^0 in den Raum der Lösung von 120^0.

Nach dem Satz von Carnot-Clausius geht Wärme niemals von selbst von Orten kälterer nach Orten wärmerer Temperatur. Wir haben somit jetzt die Aufgabe, für den hier vorliegenden Fall die Wörter „niemals von selbst" durch andere hierher passende zu ersetzen.

Das energetische Kennzeichen einer Lösung ist der osmotische Druck, der an auswählend- oder wie man auch sagt, an halbdurchlässigen Wänden sichtbar wird. Die freie Oberfläche ist eine solche auswählend durchlässige Haut, denn sie läßt, wie man beim Eindampfen unmittelbar sieht, wohl das Lösungsmittel, nicht aber den gelösten Stoff durch. Vorausgesetzt ist natürlich, daß der gelöste Stoff bei den in Frage kommenden Temperaturen keinen merklichen Dampfdruck hat. Es muß der atmosphärische Siedepunkt des ge-

lösten Stoffes ganz bedeutend heißer sein als der Grenzsiedepunkt, kritische Temperatur, des lösenden Stoffes. Im anderen Falle ist der Teildruck des gelösten Stoffes im Dampfraum ein Maß für die Vollkommenheit der halbdurchlässigen Wand, d. h. der freien Oberfläche.

Tritt Lösungsmittel aus dem Dampf in die Lösung über, so wird deren Raumumfang vergrößert und der osmotische Druck leistet eine der Raumzunahme entsprechende Arbeit. Diese Arbeit ist es, welche die Wärmebewegung entgegen der Temperatur ermöglicht. Wir dürfen den Satz von Clausius hier schreiben: Wärme geht im vorliegenden Falle unter dem Einfluß der Arbeit des osmotischen Druckes der Lösung von Orten kälterer zu Orten wärmerer Temperatur über, nämlich vom Dampf des Lösungsmittels zur wärmeren Lösung.

Man könnte versucht sein, den als äußere Verdampfungswärme bezeichneten Teil der Gesamtverdampfungswärme als Arbeit leistend hier heranzuziehen. Das ist aber nicht angängig, denn diese Arbeit ist eine Eigenschaft des Lösungsmittels und nicht der Lösung, während der Temperaturunterschied, um den die Wärme erwärmt werden muß, von der Lösung abhängig ist, und deren Kennzeichen ist, wie schon gesagt, der osmotische Druck.

Wir können den Vorgang beim Faradayschen Versuch des Heizens einer Lösung mit dem Dampf des Lösungsmittels vergleichen mit dem einer Kältemaschine. In dieser wird durch die Arbeit des Verdichters Wärme aus der Soole in den Verflüssiger übergeführt, der eine wärmere Temperatur hat als jene. Es entspricht die Arbeit des Verdichters der Arbeit des osmotischen Druckes, die Soole dem Dampf des Lösungsmittels und das Kühlwasser im Verflüssiger der Lösung.[1])

Nun ist bekannt, daß man eine Kältemaschine umgekehrt laufen lassen kann; sie arbeitet dann als Kraftmaschine. Haben von den 3 Größen: heiße Temperatur, Arbeitsmenge, kalte Temperatur 2 bei der Kraftmaschine denselben Betrag wie bei der Kältemaschine, so muß nach dem Claususschen Satz auch die dritte denselben Betrag haben.

Ebenso wie Kältemaschine und Kraftmaschine gegenseitige Umkehrungen sind, so sind auch Eindampfen einer Lösung und Heizen einer Lösung mit Dampf des Lösungsmittels gegenseitige Umkehrungen und wir dürfen den für Kraft- und Kältemaschinen aufgeschriebenen Satz auch hierher übertragen. Daraus bekommen wir, daß wenn von den 3 Größen: Temperatur der Lösung, osmotische Arbeit, Temperatur des Dampfes 2 bei der einen Vorgangsrichtung denselben Wert haben wie bei der anderen, auch die dritte denselben Betrag haben muß. Haben wir in beiden Fällen dieselbe Lösung, so haben wir dieselbe osmotische Arbeit und dieselbe Lösungstemperatur, also muß auch die Temperatur des Dampfes in beiden Fällen dieselbe sein, d. h. die Temperatur des beim Eindampfen der Lösung sich entwickelnden Dampfes ist genau dieselbe wie die des heizenden Dampfes beim Heizen der Lösung mit dem Dampf des Lösungsmittels. Dieser aber ist aus reinem Lösungsmittel entstanden, also hat der aus der Lösung sich entwickelnde Dampf dieselbe Temperatur wie der beim selben Druck aus reinem Lösungsmittel sich entwickelnde, was Faraday schon vor 100 Jahren behauptet hat.

Gegen diese Umkehrung des Faradayschen Versuches könnte man einwenden, daß er, besonders in der einfachen Ausführung, wie ich ihn beschrieben habe, nicht zu beweisen gestattet, daß die Lösung bis zu ihrem Siedepunkt erwärmt werde. Dieser Beweis wird erbracht durch den von Landsberger gemachten und vielfach ausgeführten Vorschlag, bei der Bestimmung des Molekelgewichtes von gelösten Stoffen zum Heizen der Lösung den Dampf des reinen Lösungsmittels zu benutzen. Da dieses Verfahren die richtigen Molekelgewichte ergibt, so muß der Siedepunkt der Lösung beim Heizen mit dem Dampf des Lösungsmittels wirklich erreicht werden.

Denken wir uns zwei gleich große Schalen nebeneinander; in der einen eine Lösung in der anderen das Lösungsmittel, beide bei ihrem Siedepunkt. Die Schalen seien durch ein wärmedicht eingepacktes Rohr miteinander verbunden. Führen wir dem Lösungsmittel Wärme zu, so wird es verdampfen und der Dampf sich in der Lösung niederschlagen. Der Dampf hat im gangen Rohr dieselbe Temperatur, die des Siedepunktes des Lösungsmittels, und es findet an der Oberfläche der Lösung ein Temperatursprung statt, wie ihn der einfache Versuch von Faraday zeigt. Führen wir dagegen der Lösung Wärme zu, so wird aus ihr Dampf entstehen, der sich im reinen Lösungsmittel der anderen Schale niederschlägt. Auch bei dieser Bewegungsrichtung der Wärme haben wir, wie eben nachgewiesen, einen Temperatursprung von gleicher Größe wie vorher an der Oberfläche der Lösung und es ist auch jetzt im ganzen Rohr überall die Temperatur die des Siedepunktes des reinen Lösungsmittels. Der Gleichgewichtszustand ist die gemeinschaftliche Grenze dieser beiden Bewegungsrichtungen der Wärme. In den beiden Fällen der Wärmebewegung ist an der Oberfläche der Lösung der gleiche Temperatursprung vorhanden, folglich muß er auch im Gleichgewichtszustand vorhanden sein.

Wir dürfen die Gesetze der Wärmeleitung, die für einheitliche Körper aufgestellt sind, nicht ohne

[1]) Der Vergleich des Faradayschen Versuches mit einer Kältemaschine wird ausführlich besprochen in „Kali" 1921, S. 307.



weiteres übertragen auf die Grenze zweier Körper. An dieser können, wie im vorliegenden Falle auf unendlich kurzer Strecke endliche Temperaturunterschiede vorhanden sein.

Das nicht erkannt zu haben, ist der Fehler, welchen Gay-Lussac gemacht und welcher die ganze Schwierigkeit veranlaßt hat.

5. Ergebnis. Der Grundsatz der Wärmeleitung, daß innerhalb eines Körpers zwischen unendlich benachbarten Schichten nur unendlich kleine Temperaturunterschiede vorhanden sein können, darf nicht auf die an der Begrenzung zweier Körper liegenden Schichten übertragen werden.

b) An der freien Oberfläche einer Lösung findet ein endlicher Temperatursprung statt, dem der osmotische Druck das Gleichgewicht hält.

c) Die Temperatur des aus einer Lösung sich entwickelnden Dampfes ist dieselbe wie die des aus reinem Lösungsmittel bei demselben Druck sich entwickelnden.

(Eingegangen am 18. Dezember 1921.)

Nachtrag.

Den von mir vorstehend beschriebenen Versuchen kann man den Vorwurf machen, daß die festen Wandungen infolge Ausstrahlung nach außen kälter sind als der Dampf und daß sie folglich dem Thermometer Kälte zustrahlen.

Da sich in dem mir von Herrn Prof. Starke gütigst zur Verfügung gestellten Siedegefäß eine große Wärmeleitung in die den inneren Dampfzylinder umgebende Wand nicht erreichen ließ, so habe ich mit Unterstützung der Helmholtzgesellschaft[1]) ein anderes Siedegefäß bauen lassen, bei welchem ich auf möglichste Erwärmungsmöglichkeit der Wandungen sah. Der Kochraum und die den inneren Dampfraum umgebende Wand war aus dickem Kupferblech; der Deckel des Kochraumes hatte eine Öffnung vom Durchmesser des Innenzylinders, so daß sämtliche geleitete Wärme in diesem in die Höhe strömte; die Außenwand des Dampfmantels war aus dünnerem Kupferblech. Im Anschluß an Rudberg hatte ich noch einen Heizmantel vorgesehen, der überall 1 cm vom Siedegefäß abstand. Während aber Rudberg die Luft in diesem Mantel festhielt und ihn von außen nur mit Dampf beheizte, habe ich ihn zum Schornstein für die Flammengase ausgebildet, so daß auch der ganze Mantel von außen stark beheizt werden kann. Er stand über dem, das Siedegefäß tragenden Dreifuß einige Zentimeter nach unten vor. Dadurch, daß ich die beiden zum Heizen benutzten Brenner unter diesen Mantel stellte, so daß nur ein kleiner Teil der Flamme den Boden des Siedegefäßes traf, konnte ich langsames Sieden und sehr starkes Beheizen des Dampfmantels erzielen. Ein in dem Dampfmantel steckendes Termometer ließ die Temperatur hier messen. Durch passendes Verschieben der Flammen erreichte ich es, daß die Temperatur des Dampfes in dem Dampfmantel heißer war als die Temperatur der Lösung. Dieser Dampf ist natürlich infolge seiner Beheizung von außen überhitzt. Auch ein in das Ausströmrohr gehaltenes Thermometer zeigte die Überhitzung dieses Dampfes.

Ich gebe hier einige zusammengehörige Zahlen:

Temperatur der Lösung	112,4°
Temperatur des Dampfes im Mantel	114,0
Temperatur des Thermometers im Dampfraum .	105,2

Durch die kräftige Beheizung des Mantels von außen ist also die Wandung des Dampfraumes so heiß, daß es durch Strahlung das Thermometer im Dampfraum um 5,2° überhitzt.

Als Strahlungsschutz hing ich jetzt an den Kork, welcher den Dampfraum oben abschloß und die Thermometer trug, mit 3 dünnen Drähten einen Zylinder aus Weißblech auf, der nirgends die Wandungen berührte. Dieser Strahlungsschutz kann unmöglich kälter sein als seine Umgebung, die wie die eben mitgeteilten Zahlen zeigen, heißer ist als 100°, trotzdem zeigt jetzt das Thermometer im Dampfraum 100°, mag die Temperatur der Lösung und des Dampfmantels sein, welche sie wolle.

Das Vermeiden von Wärmezu- und -wegstrahlung ist verhältnismäßig einfach.[1]) Dagegen weiß jeder, der einmal mit Kesseln zu tun gehabt hat, daß die Herstellung von wirklich trocknem Dampf sehr schwierig ist. Ich empfehle deshalb jedem, der diese Versuche wiederholen will und dabei im Dampf Temperaturen findet, welche heißer sind, als dem Druck entspricht, das Thermometer vorsichtig aus dem Dampf herauszunehmen, mit einer geringen Wassermenge abzuspülen und dieses Wasser dann chemisch auf den gelösten Stoff zu untersuchen. Nur wenn sich dann keine Spuren des Stoffes finden, war der Dampf wirklich trocken.

Das Ergebnis meiner Untersuchung ist also dasselbe, welches auch schon Rudberg gefunden hatte: Sorgt man für vollkommene Abscheidung von Flüssigkeitströpfchen, so daß nur trockner Dampf das Thermometer berührt, und vermeidet man alle Wärmezu- und -wegstrahlungen, so zeigt das Thermometer in einem aus irgendeiner Lösung entstehenden Dampf dieselbe Temperatur wie in dem aus reinem Wasser entstehenden Dampf.

Nachdem die ersten Versuche schon längst abgeschlossen waren und im Schreibtisch der

[1]) Ich verfehle nicht, dieser Gesellschaft auch hier für die freundliche Bewilligung meines Gesuches meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

[1]) Knoblauch-Hencky, Anleitung zu genauen technischen Temperaturmessungen. München-Berlin 1919.



Schriftleitung der Veröffentlichung entgegensahen, hat Herr Dr. Loschge[1]) Beobachtungen über die Temperatur des aus einer Lösung entstehenden Dampfes veröffentlicht, welche meinem Ergebnis widersprechen. Da hierbei keine Vorsichtsmaßregel getroffen wurde, so können sie nicht als beweiskräftig angesehen werden.

In einem Glaskolben mit 45—50 mm weitem Hals wurde eine Kochsalzlösung im lebhaften Kochen erhalten. „Beim Sieden einer bestimmten Kochsalzlösung fand man nun in der Flüssigkeit selbst eine Temperatur von etwa 107°, im Dampfraum 1 cm über der Flüssigkeit 106 ÷ 107°; 4 cm über der Flüssigkeit 105 ÷ 106° und im Hals etwa 7 cm über dem Flüssigkeitsspiegel 98 ÷ 102°".

Wären diese Temperaturen wirklich die des reinen von sämtlicher Flüssigkeit befreiten Dampfes, so müßte auf der kurzen Strecke von 7 cm die einer Überhitzung von 7° entsprechende Wärmemenge ausgestrahlt sein. Da lebhaftes Kochen mit Absicht unterhalten wurde, so würde das eine Wärmeausstrahlung bedingen, wie man sie bei überhitztem Dampf nirgends kennt. Der Nutzen der Überhitzung bei Kolbendampfmaschinen besteht ja wesentlich darin, daß sich überhitzter Dampf in bezug auf Wärmeleitung und Strahlung wie ein Gas verhält, d. h. äußerst kleine Werte von Leitung und Strahlung besitzt.

Je höher das Thermometer steht, um so weniger wird es von Flüssigkeitsspritzern getroffen. Dem entsprechend ist auch die Flüssigkeit auf seiner Oberfläche eine um so ärmere Lösung. Daraus folgt: je höher das Thermometer steht, um so kälter ist es.[2])

Herr Dr. Loschge entnimmt sein Schrifttum wesentlich aus Thelen, Vakuumverdampfung, Dissertation, Aachen 1911. Außer der von mir schon angeführten Arbeiten erwähne ich hiernach noch: Curtin und Jelinek, böhm. Zeitschr. für Zuckerindustrie **20** (1896), S. 395, welche die heißere Temperatur des Thermometers durch mitgerissenen Saft erklären, Daraufhin will Claaßen, Zentralblatt für Zuckerindustrie **5** (1896), S. 278, durch besondere Versuche nachgewiesen haben, daß der Dampf wirklich überhitzt sei. Dagegen schreibt Voß, Chemische Zeitschr. 1907, S. 495 und Abraham, Die Dampfwirtschaft in der Zuckerindustrie, 1904, dem aus einer Lösung entstehenden Dampf dieselbe Temperatur zu wie dem aus Wasser entstehenden. Aus Rücksicht auf den Raum erspare ich mir die Besprechung dieser Angaben; ich teile sie nur mit, um das Schrifttum so vollständig zu bringen, wie es mir bekannt ist.

(Eingegangen am 13. Juli 1922.)

[1]) Z. Bayr. Rev. Verein 1922, S. 87.

[2]) Schon seit vielen Jahren spreche ich nur von heißer oder kalter Temperatur, starkem oder schwachem Druck usw. Hier sieht man an einem sich von selbst ergebenden Beispiel, zu welchen Unbestimmtheiten die dem zweiten Hauptsatz widersprechende Anwendung der Eigenschaftswörter hoch, niedrig; flach, tief führt. Schreber, Monatshefte für naturwissenschaftlichen Unterricht 1908 und 1909.

Eine Bestimmung der spezifischen Wärme bei gleichbleibendem Druck für den flüssigen und gasförmigen Zustand eines Stoffes.

Von Victor Fischer.

Aus der allgemeinen Gleichung

$$dJ = c_p\,dT - A\left[T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v\right]dp^{1)}, \qquad (1)$$

folgt ohne weiteres die bekannte Beziehung

$$c_p = \left(\frac{\partial J}{\partial T}\right)_p. \qquad (2)$$

In einem J, S- (Wärmeinhalt, Entropie) Diagramm, siehe Fig. 1, sei eine Isobare und eine

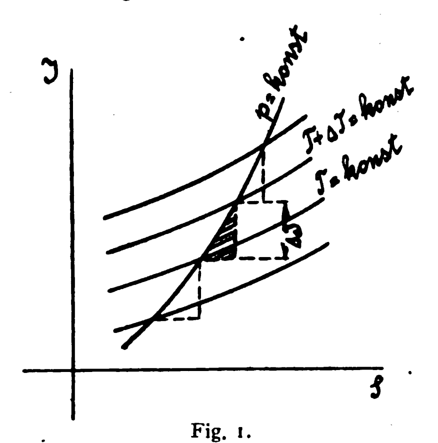


Fig. 1.

Anzahl aufeinander folgender Isothermen eingezeichnet. Wir ziehen durch die Punkte, in denen die Isobare von der Isothermenschar geschnitten wird, Horizontale und Vertikale und erhalten dadurch eine Kette von rechtwinkligen Dreiecken. Betrachten wir z. B. das schraffiierte Dreieck in Fig. 1 so gibt die vertikale Katehde die Änderung ΔJ des Wärmeinhaltes beim unveränderten Druck p mit der Änderung ΔT der Temperatur beim Übergang von der Isotherme T zur Isotherme $T + \Delta T$.

Es ist uns mithin die mittlere spezifische Wärme c_{pm} beim unveränderten Druck p zwischen den Temperaturen T und $T + \Delta T$ gegeben durch

$$\Delta J = c_{pm}\,\Delta T_p. \qquad (3)$$

Die mittlere spezifische Wärme c_{pm} können wir

[1]) Siehe z. B. Schüle, Technische Thermodynamik, Band II.

bei entsprechend kleinem Temperaturunterschied ΔT gleichsetzen der wahren spezifischen Wärme c_p bei der Temperatur $T + \frac{1}{2} \Delta T$. Es wird dann nach (3)

$$\Delta J = c_p \Delta T_p \qquad (4)$$

in Übereinstimmung mit der Differentialgleichung (2).

Einfacher gestaltet sich die Bestimmung von c_p in einem J, p-Diagramm, siehe Fig. 2. Die Iso-

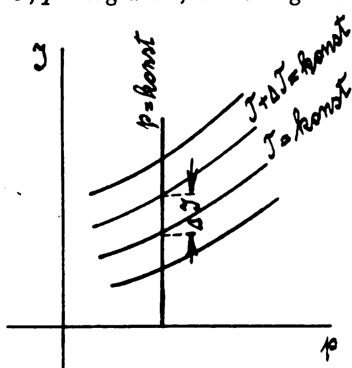


Fig. 2.

baren sind hier Gerade parallel zur Ordinatenachse. Zeichnen wir wieder eine Schar von Isothermen, so geben uns die einzelnen Abschnitte, in welche die Geraden parallel zur Ordinatenachse von diesen geteilt werden, unmittelbar ein Maß für die spezifischen Wärmen. Wir erkennen dies wenn wir den Temperaturunterschied zwischen je zwei aufeinander folgenden Isothermen gleich der Einheit setzen, denn es wird dann nach Gleichung (4)

$$\Delta J = c_p. \qquad (5)$$

In Fig. 3 sind nun in einem c_p, T-Diagramm die c_p-Isobaren der Kohlensäure für 120, 100, 80 und 60 Atm. aus dem Mollierschen J, S-Diagramm[1]) in der Weise wie dies durch Fig. 1 gekennzeichnet ist, übertragen.

Wir sehen in Fig. 3, daß die Isobaren für Drucke oberhalb des kritischen Druckes im Überhitzungsgebiet ein Maximum haben. Dieses nimmt mit wachsendem Druck ab und wächst mit abnehmendem Druck bis es bei Erreichung des kritischen Druckes im kritischen Punkt unendlich groß wird. Der Übergang von gasförmigen in den flüssigen Zustand ist bei Drucken oberhalb des kritischen Druckes, soweit sich dies aus dem Mollierschen J, S-Diagramm ergibt, ein stetiger.

Unterhalb des kritischen Druckes werden die Isobaren beim Übergang vom gasförmigen in den flüssigen durch den Sättigungszustand unstetig, siehe in Fig. 3 die Punkte a und b auf der Isobaren für 60 Atm. Dem Punkte a entspricht die

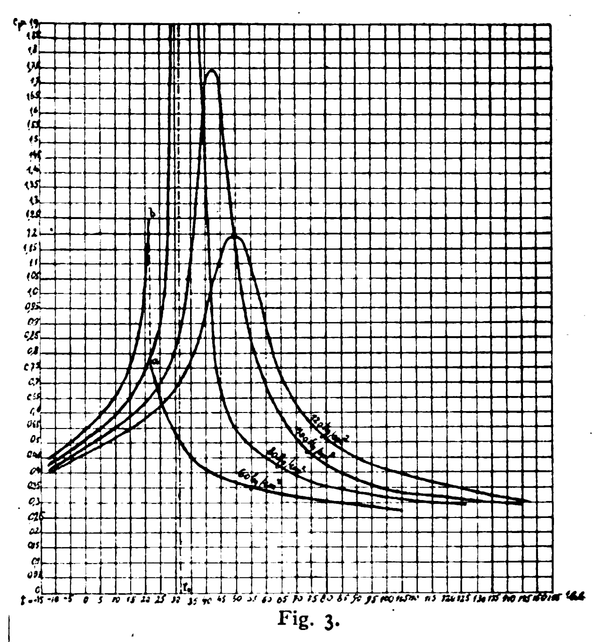


Fig. 3.

spezifische Wärme des trocken gesättigten Dampfes, dem Punkte b die spezifische Wärme der siedenden Flüssigkeit. Für die zugehörige Siedetemperatur findet bei der Isobare der Sprung von a nach b statt. Die gestrichelt gezeichnete Verbindungslinie ab liegt im Sättigungsgebiet. Die Punkte a bzw. b stellen Punkte des Astes des trocken gesättigten Dampfes bzw. des Flüssigkeitsastes der Grenzkurve dar.

Wir erkennen ferner aus der Fig. 3, daß die Isobaren sowohl im Überhitzungsgebiet als auch im Flüssigkeitsgebiet zusammenlaufen, nur mit dem Unterschied, daß bei unveränderter Temperatur die spezifische Wärme des Dampfes hierbei mit wachsendem Druck wächst, während die spezifische Wärme der Flüssigkeit mit wachsendem Druck abnimmt,

Aus dem Diagramm in Fig. 3 ist weiter ersichtlich, daß in einem Teil desselben jedem Wert von T und c_p, d. h. jedem Zustandspunkt zwei Werte von p bzw, zwei Zustände entsprechen, und daß sich Überhitzungs-, Sättigungs- und Flüssigkeitsgebiet teilweise überdecken.

Wir bemerken auch in Fig. 3, daß sich die Isobaren nicht unbegrenzt über die Diagrammebene erstrecken, sondern daß das Diagramm in dieser begrenzt ist. Wir erkennen in Fig. 3 den Verlauf der einhüllenden Kurve rechts und links von der Isotherme für die kritische Temperatur und asymptotisch zu dieser.

Es ist anzunehmen, daß die c_p-Isobaren anderer Flüssigkeiten und Dämpfe einen ähnlichen Verlauf zeigen, wie diejenigen der Kohlensäure.

Man kann umgekehrt auch aus einem c_p, T-Diagramm ein J, p-Diagramm erhalten, indem man

[1]) Siehe Ewing, Die mechanische Kälteerzeugung, Viewegs Verlag 1910. Dem Buche ist ein Molliersches J, S-Diagramm für Kohlensäure in ziemlich großem Maßstab beigegeben.

aus den Isobaren des c_p, T-Diagrammes die Isothermen im J, p-Diagramm ableitet. Es werden gemäß Gleichung (4) bzw. (5) die spezifischen Wärmen c_p als Mittelwerte zwischen entsprechend klein gewählten Temperaturunterschieden in dem für den Wärmeinhalt J gewählten Maßstab aus dem c_p, T-Diagramm in das J, p-Diagramm übertragen. In Fig. 4 und 5 ist diese Übertragung veran-

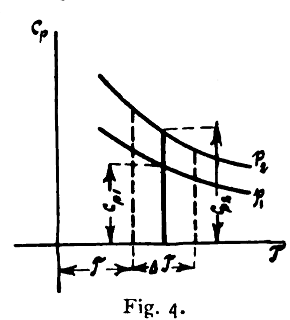


Fig. 4.

schaulicht. Zur Bestimmung der Ordinatenachse im J, p-Diagramm kann die Tatsache dienen, daß im Gebiet der vollkommenen Gase die Linien unveränderten Wärmeinhaltes mit den Isothermen zusammenfallen.

Das hier angewendete Verfahren bleibt nicht auf die beiden oben gezeigten Fälle der Über-

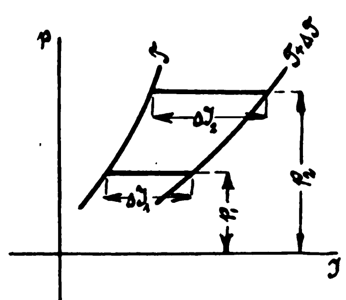


Fig. 5.

tragung aus einem J, S- bzw. J, p-Diagramm in ein c_p, T-Diagramm und aus einem c_p, T-Diagramm in ein J, p-Diagramm beschränkt, sondern es kann auch sowohl bei andern Zustandsgrößen als auch bei andern Diagrammen benutzt werden. Es sei hier nur auf den zunächst liegenden Fall der Bestimmung der spezifischen Wärme bei gleichbleibendem Rauminhalt c_v verwiesen, die in entsprechender Weise, wie dies für c_p gezeigt wurde, mit Hilfe von Diagrammen, die die innere Energie u als Koordinate enthalten, nach der bekannten Formel

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = c_v \qquad (6)$$

erfolgt.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, wie aus den Isobaren und Isothermen eines Mollierschen J, S- oder J, p-Diagrammes die Isobaren eines c_p, T-Diagrammes abgeleitet werden können. Als Beispiel dient ein maßstäblich gezeichnetes Diagramm mit den c_p-Isobaren der Kohlensäure.

Es wird ferner gezeigt, wie das Verfahren auch umgekehrt angewendet werden kann, um aus den Isobaren des c_p, T-Diagrammes die Isothermen des J, p-Diagrammes zu bestimmen.

(Eingegangen am 20. September 1921.)

Neue Gleichungen zur Bestimmung der spezifischen Wärme trocken gesättigter Dämpfe und siedender Flüssigkeiten nebst Anwendungen auf Kohlensäure und Luft.

Von Victor Fischer.

Im Nachfolgenden werden neue Gleichungen zur Berechnung der spezifischen Wärmen abgeleitet. Diese Berechnung gestaltet sich, wie an Beispielen gezeigt wird, besonders einfach bei Verwendung der Mollierschen JS-Diagramme.

Bezeichnungen.

Die gewählten Einheiten sind für Drucke, wenn sie mit großen Buchstaben bezeichnet werden, kg/m², und wenn sie mit kleinen Buchstaben bezeichnet werden, kg/cm², für Rauminhalte m³/kg, für Wärmegrößen Cal/kg, bzw. Cal/kg° C. Absolute Temperaturen bezeichnen wir mit großen, Temperaturen in Celsiusgraden mit kleinen Buchstaben.

Es sei nun:

P, p spezifischer Druck,
p_s spezifischer Sättigungsdruck,
T, t Temperatur,
T_s, t_s Siedetemperatur,
T_k, t_k kritische Temperatur,
v, spezifischer Rauminhalt,
s bzw. σ spezifischer Rauminhalt des trocken gesättigten Dampfes, bzw. der siedenden Flüssigkeit,
x Dampfmenge des Flüssigkeits-Dampfgemisches,
$A = \frac{1}{427}$, mechanisches Wärmeäquivalent,
J bzw. j bzw. i Wärmeinhalt bei unverändertem Druck im Überhitzungsgebiet, bzw. im Sättigungsgebiet, bzw. im Flüssigkeitsgebiet,
J_s bzw. i_σ Wärmeinhalt des trocken gesättigten Dampfes, bzw. der siedenden Flüssigkeit,
u bzw. $\bar{u}$, bzw. ü innere Energie im Überhitzungsgebiet, bzw. im Sättigungsgebiet, bzw. im Flüssigkeitsgebiet,
u_s bzw. u_σ innere Energie des trocken gesättigten Dampfes, bzw. der siedenden Flüssigkeit,
r Verdampfungswärme,
ϱ innere Verdampfungswärme,

c_{ps} bzw. $c_{p\sigma}$ wahre spezifische Wärme bei unverändertem Druck des trocken gesättigten Dampfes, bzw. der siedenden Flüssigkeit,

c_{vs} bzw. $c_{v\sigma}$ wahre spezifische Wärme bei unverändertem Rauminhalt des trocken gesättigten Dampfes bzw. der siedenden Flüssigkeit.

Wir bezeichnen eine Änderung von x beim Übergang vom Flüssigkeitsgebiet in das Sattdampfgebiet mit $d_0 x$ und beim Übergang vom Sattdampfgebiet in das Überhitzungsgebiet mit $d_1 x$.

1. Die Berechnung der spezifischen Wärme c_{ps} des trocken gesättigten Dampfes und $c_{p\sigma}$ der siedenden Flüssigkeit.

Im pv-Diagramm der Fig. 1 ist die Grenzkurve eingezeichnet. Wir betrachten den elementaren Kreisprozeß $ABCD$, welcher gebildet

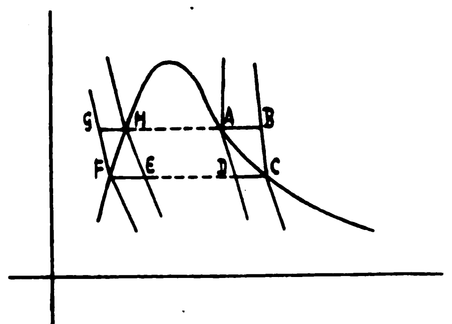


Fig. 1.

ist durch die Elemente AB und CD zweier unendlich nah benachbart gedachten Isobaren, sowie durch die Elemente BC und DA zweier unendlich nah benachbart gedachten Linien von gleichbleibendem Wärmeinhalt. Die Diagonale AC des Viereckes $ABCD$ ist ein Element des Astes des trocken gesättigten Dampfes.

Die Änderung des Wärmeinhaltes längs AB ist gegeben durch

$$c_{ps}\left(\frac{\partial T}{\partial J}\right)_p dJ.$$

Längs BC und DA ist die Änderung des Wärmeinhaltes gleich Null.

Längs CD ist sie gleich

$$-r\left(\frac{\partial_1 x}{\partial j}\right)_p dj$$

und längs AC wird sie dJ_s.

Es gilt daher

$$dJ_s = c_{ps}\left(\frac{\partial T}{\partial J}\right)_p dJ = r\left(\frac{\partial_1 x}{\partial j}\right)_p dj. \qquad (1)$$

Ebenso folgt aus dem elementaren Kreisprozeß $EFGH$

$$di_\sigma = c_{p\sigma}\left(\frac{\partial T}{\partial i}\right)_p di = r\left(\frac{\partial_0 x}{\partial j}\right)_p dj. \qquad (2)$$

Da nun

$$dJ_s = d(i_\sigma + r), \qquad (3)$$

so ergibt sich aus Gleichung (1) und (2) durch Subtraktion

$$dr = c_{ps}\left(\frac{\partial T}{\partial J}\right)_p dJ - c_{p\sigma}\left(\frac{\partial T}{\partial i}\right)_p di \qquad (4)$$

und

$$\frac{dr}{r} = \left(\frac{\partial_1 x}{\partial j}\right)_p dj - \left(\frac{\partial_0 x}{\partial j}\right)_p dj. \qquad (5)$$

Übersichtlicher werden die obigen Gleichungen durch die Anwendung der folgenden vereinfachten Schreibweise:

$$dJ_s = c_{ps} d_J T_p = r\, d_{1j} x_p, \qquad (1')$$

$$di_\sigma = c_{p\sigma} d_i T_p = r\, d_{0j} x_p, \qquad (2')$$

$$dr = c_{ps} d_J T_p - c_{p\sigma} d_i T_p, \qquad (3')$$

$$\frac{dr}{r} = d_{1j} x_p - d_{0j} x_p. \qquad (4')$$

Beachten wir, daß der Flüssigkeitsast der Grenzkurve gleichzeitig eine Linie von gleichbleibendem

$$x = 0$$

ist und der Ast des trocken gesättigten Dampfes eine solche von gleichbleibendem

$$x = 1,$$

so folgt ohne weiteres

$$d_{0j} x_p + d_{0p} x_j = 0$$

und

$$d_{1j} x_p + d_{1p} x_j = 0.$$

Mithin können wir Gleichung (4′) auch schreiben:

$$\frac{dr}{r} = d_{0p} x_j - d_{1p} x_j. \qquad (4'')$$

Ehe wir weitere Umwandlungen mit diesen Gleichungen vornehmen, wollen wir einige einfache praktische Anwendungen derselben zeigen. Wir führen zunächst ein Zahlenbeispiel durch für die Bestimmung von $c_{p\sigma}$ für Kohlensäure nach Gleichung (2′), und zwar mittels des Mollierschen J,S-Diagrammes. Statt der Differentialgleichung bedienen wir uns hierbei der aus (2′) hervorgehenden angenähert geltenden Differenzengleichung

$$\Delta i_\sigma = c_{p\sigma} \Delta_i T_p. \qquad (5)$$

Aus Gleichung (5) möge $c_{p\sigma}$ für einen Sättigungsdruck von 45 at. bestimmt werden. In Fig. 2 ist der für diese Bestimmung nötige Teil eines JS-Diagrammes wiedergegeben.[1]) Wir ziehen durch die Schnittpunkte F und H der Isobaren für 40 und 50 kg/cm² mit dem Flüssigkeitsast der

[1]) Derselbe ist dem Mollierschen JS-Diagramm entnommen, das dem Buche von Ewing, Die mechanische Kälteerzeugung, beigefügt ist.

Grenzkurve je eine Horizontale FG und EH. Das so erhaltene Viereck $EFGH$, dessen Seiten demnach aus zwei Isobaren und zwei Linien gleichbleibenden Wärmeinhaltes bestehen, ist im JS-Diagramm die Abbildung eines entsprechenden Viereckes $EFGH$, siehe Fig. 1, im pv-Diagramm.

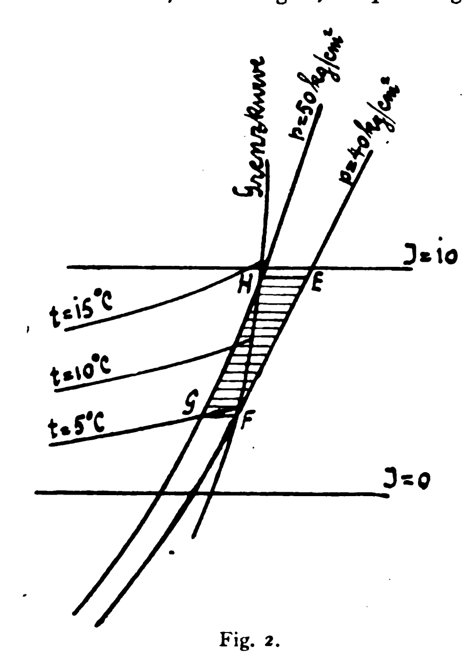


Fig. 2.

Es ist nun

$$\Delta p = 50 - 40 = 10\,\text{kg/cm}^2,$$

mithin der zugehörige Mittelwert

$$p = 45\ \text{kg/cm}^2.$$

Die Temperaturdifferenz $\Delta_i T_p$ lesen wir aus dem JS-Diagramm in den Punkten H und G ab. Der Unterschied

$$\Delta i_\sigma = \Delta i$$

der Wärmeinhalte ist uns durch den Ordinatenunterschied der Punkte H und G gegeben. Wir finden

$$\Delta i_\sigma = 6$$

und

$$\Delta_i T_p = 13{,}93 - 5 = 8{,}93.$$

Mit diesen Werten erhalten wir aus Gleichung (5)

$$c_{p\sigma} = \frac{6}{8{,}93} = 0{,}673.$$

Dies ist die spezifische Wärme der flüssigen Kohlensäure bei einem Sättigungsdruck von 45 at.[1]) Wir können diesen Wert auf folgende Weise überprüfen. Aus der Formel von Mollier[1]) für die spezifische Wärme der flüssigen Kohlensäure im Grenzzustand, die wir mit c_σ bezeichnen wollen,

$$\left.\begin{aligned} c_\sigma = 0{,}000333\,T_s + 0{,}285\,\frac{r}{T_s} \\ + 0{,}215\,\frac{r}{304{,}35 - T_s} \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

berechnet sich für die dem obigen Sättigungsdruck entsprechende Siedetemperatur T_s, welche sich aus dem Mollierschen JS-Diagramm zu

$$T_s = 273 + 9{,}6 = 282{,}6^0 \text{ abs.}$$

ergibt, der Wert

$$c_\sigma = 0{,}614.$$

Es gilt nun ohne weiteres

$$c_\sigma\, d\, T_s = d\, i_\sigma - A\,\sigma\, d\, P. \quad (7)$$

Daraus folgt auch nach Gleichung (2')

$$c_\sigma\, d\, T_s = c_{p\sigma}\, d_i\, T_p - A\,\sigma\, d\, P. \quad (8)$$

Fassen wir Gleichung (7) als Differenzengleichung auf und berechnen wir aus derselben für das obige Zahlenbeispiel c_σ, so erhalten wir:

$$9{,}347\, c_\sigma = 6 - \frac{1}{427} \cdot 0{,}00113 \cdot 100000\,,$$ [2])

mithin

$$c_\sigma = 0{,}6135.$$

Die Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus der Mollierschen Formel (6) ist daher eine sehr gute.

Wir ersehen aus dem Vorhergehenden, daß wir aus Gleichung (5) in einfacher Weise die Werte von $c_{p\sigma}$ in einem JS-Diagramm bestimmen können. Es wird dazu der Teil des Diagrammes entlang dem Flüssigkeitsast der Grenzkurve benötigt. Derselbe muß für eine bequeme Bestimmung des $c_{p\sigma}$ in entsprechend großem Maßstab mit genügenden Unterteilungen versehen sein.

Wir können uns zur Bestimmung von $c_{p\sigma}$ auch der aus (2') hervorgehenden Differenzengleichung

$$c_{p\sigma}\, \Delta_i\, T_p = r\, \Delta_{0j}\, x_p \quad (9)$$

bedienen. Es muß das Produkt der aus dem JS-Diagramm abgelesenen Werte von r und $\Delta_{0j}\, x_p$ dasselbe ergeben, wie die der Änderung Δi_σ des Wärmeinhaltes entsprechende Ordinatendifferenz. Wir können diese dritte aus Gleichung (2') folgende Beziehung

$$\Delta i_\sigma = r\, \Delta_{0j}\, x_p \quad (10)$$

auch zur Bestimmung von $\Delta_{0j}\, x$ oder r benutzen.

Nun wollen wir auch die Anwendung der Gleichung (1') an einem Zahlenbeispiel für Kohlen-

[1]) Neuerdings wurde auch ein JS-Diagramm für Kohlensäure von Langen entworfen, siehe Zeitschr. für die gesamte Kälteindustrie 1921, Heft 1. Der sich aus diesem ergebende Wert für $c_{p\sigma}$ ist in guter Übereinstimmung mit dem obigen.

[1]) Siehe Zeuner, Technische Thermodynamik, Bd. II, 2. Aufl., S. 256.

[2]) Der spezifische Rauminhalt σ wurde der Tafel für gesättigte Dämpfe der Kohlensäure entnommen, siehe Hütte, Bd. I, 21. Aufl., S. 453.

säure zeigen. Statt der Differentialgleichung bedienen wir uns hierbei wieder der aus (1') hervorgehenden Differenzengleichung

$$c_{ps} \Delta_J T_p = \Delta J_s . \tag{11}$$

Aus Gleichung (11) möge c_{ps} für einen Sättigungsdruck bestimmt werden, der zwischen 65 und 70 at. liegt. Dies erfolgt nun im Mollierschen JS-Diagramm in der gleichen Weise, wie es für die Bestimmung von $c_{p\sigma}$ gezeigt wurde. Während dort der Flüssigkeitsast der Grenzkurve diagonal durch das Viereck ging, geht jetzt, siehe Fig. 3,

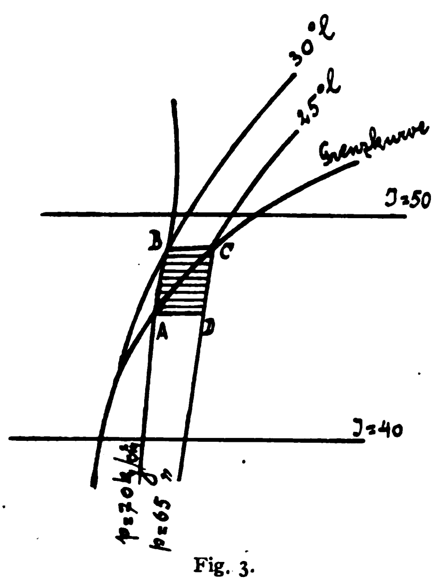


Fig. 3.

der Ast des trocken gesättigten Dampfes der Grenzkurve diagonal durch dasselbe, welches Viereck $ABCD$ dem Viereck $ABCD$ der Fig. 1 entspricht. Es ergibt sich aus Gleichung (11)

$$c_{ps} = \frac{2{,}75}{1{,}875} = 1{,}47 .$$

Dies ist die spezifische Wärme des trocken gesättigten Kohlensäuredampfes bei einem Sättigungsdruck von 67,5 at.

Wir können c_{ps} auch aus dem Mollierschen Jp-Diagramm bestimmen. Dem Viereck $ABCD$ entspricht hier ein Rechteck. Durch Einzeichnen desselben im Jp-Diagramm zwischen den Isobaren für 65 und 70 at. erkennt man leicht, daß sich wieder der oben gefundene Wert von c_{ps} ergibt.[1])

Ein Vergleich mit Werten von c_{ps}, die auf anderen Wegen für diesen Sättigungsdruck bestimmt wurden, ist nicht möglich, da meines Wissens keine solchen Werte, bzw. hierfür in Frage kommenden Berechnungsformeln vorliegen.

Wir wollen nun aus den Gleichungen (1) und (2) weitere Beziehungen ableiten:

[1]) Siehe dasselbe z. B. bei Ewing, Die mechanische Kälteerzeugung, S. 182.

Es ist, wenn wir J und p als unabhängige Veränderliche betrachten,

$$d T_s = \left(\frac{\partial T}{\partial J}\right)_p d J + \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_J d p \tag{12}$$

und

$$d T_s = \left(\frac{\partial T}{\partial i}\right)_p d i + \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i d p . \tag{13}$$

Für die gleiche Änderung der Siedetemperatur, bzw. des Sättigungsdruckes, also für ein Flüssigkeitsdampfgemisch folgt daher aus (12) und (13) die allgemeine Beziehung

$$\left.\begin{aligned} d T_s &= \left(\frac{\partial T}{\partial J}\right)_p d J + \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_J d p \\ &= \left(\frac{\partial T}{\partial i}\right)_p d i + \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i d p . \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Führen wir (12) und (13) in die Gleichungen (1) und (2) ein, so folgt aus diesen

$$d J_s = c_{ps}\left[d T_s - \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_J d p\right] \tag{15}$$

und

$$d i_\sigma = c_{p\sigma}\left[d T_s - \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i d p\right] . \tag{16}$$

Aus (15) und (16) erhalten wir zur Berechnung von c_{ps} und $c_{p\sigma}$ die Ausdrücke

$$c_{ps} = \frac{\dfrac{d J_s}{d T}}{1 - \left(\dfrac{\partial T}{\partial p}\right)_J \dfrac{d p_s}{d T}} \tag{17}$$

und

$$c_{p\sigma} = \frac{\dfrac{d i_\sigma}{d T}}{1 - \left(\dfrac{\partial T}{\partial p}\right)_i \dfrac{d p_s}{d T}} . \tag{18}$$

Unter Berücksichtigung von (3) und (16) können wir Gleichung (17) auch schreiben:

$$c_{ps} = \frac{c_{p\sigma}\left[1 - \left(\dfrac{\partial T}{\partial p}\right)_i \dfrac{d p_s}{d T}\right] + \dfrac{d r}{d T}}{1 - \left(\dfrac{\partial T}{\partial p}\right)_J \dfrac{d p_s}{d T}} . \tag{19}$$

In jenen Fällen, wo

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i \sim 0 \tag{20}$$

ist, vereinfacht sich Gleichung (19) zu

$$c_{ps} = \frac{c_{p\sigma} + \dfrac{d r}{d T}}{1 - \left(\dfrac{\partial T}{\partial p}\right)_J \dfrac{d p_s}{d T}} . \tag{21}$$

2. Einführung der Joule-Thomsonschen Formel.

Den Differentialquotienten $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_J$ können wir für Gase durch die Joule-Thomsonsche Formel ausdrücken, welche die Temperaturänderung durch Drosselung bei gleichbleibendem Wärmeinhalt angibt.

Bezeichnen wir den Koeffizienten in der Joule-Thomsonschen Formel mit α, so ist

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_J = \alpha \left(\frac{273}{T}\right)^2. \qquad (22)$$

Führen wir (22) in Gleichung (17) ein, so erhalten wir

$$c_{ps} = \frac{\frac{d J_s}{d T}}{1 - \alpha \left(\frac{273}{T_s}\right)^2 \frac{d p_s}{d T}}. \qquad (23)$$

Es möge nun eine Anwendung der Gleichung (23) mit Hilfe der Plankschen Tafel für gesättigten Stickstoffdampf gezeigt werden.[1] Für α setzen wir in Gleichung (22) statt des unbekannten Wertes für Stickstoff denjenigen für Luft,

$$\alpha = 0{,}27\,,$$

ein, welcher mit Rücksicht auf deren Sauerstoffgehalt etwas größer als der erstere ist.

Wir benutzen (23) in Form der Differenzengleichung

$$c_{ps} = \frac{\frac{\Delta J_s}{\Delta T}}{1 - \alpha \left(\frac{273}{T_s}\right)^2 \frac{\Delta p_s}{\Delta T}}. \qquad (24)$$

Es ergibt sich dann beispielsweise bei einer Drosselung des Stickstoffes von 1,240 at. auf 0,984 at. mit den entsprechenden Werten der oben genannten Tafel aus Gleichung (24)

$$c_{ps} = \frac{0{,}155}{1 - 0{,}27 \cdot 12{,}25 \cdot 0{,}128} = 0{,}269\,.$$

Dies ist der Wert der spezifischen Wärme des trocken gesättigten Stickstoffdampfes bei einem Druck von 1,1 at. und einer zugehörigen Siedetemperatur von -195^0 C.

Nach Untersuchungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt beträgt die spezifische Wärme des Stickstoffes bei einer Atmosphäre und einer Temperatur von -181^0 C.

$$c_{ps} = 0{,}256\,.\text{ [2]}$$

[1] Siehe Hütte, 21. Aufl., Bd. I, S. 457.

[2] Siehe Holborn, Scheel, Henning, Wärmetabellen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, S. 56 und 58.

Unter Berücksichtigung des Druck- und Temperaturunterschiedes, sowie daß wir den Wert für α etwas zu hoch angenommen haben, können wir die Übereinstimmung der beiden Werte als eine ziemlich gute bezeichnen.

In der nachfolgenden Tabelle sind einige Werte von c_{ps} angegeben, die mit Hilfe der Plankschen Stickstofftafel aus Gleichung (24) ermittelt wurden. Die zugehörigen Temperaturen und Drucke sind die Mittelwerte zu den entsprechenden Temperatur- bzw. Druckunterschieden.

T_s =	64	70	78	84	90
p_s =	0,153	0,3875	1,112	2,107	3,658
c_{ps} =	0,223	0,237	0,269	0,313	0,458

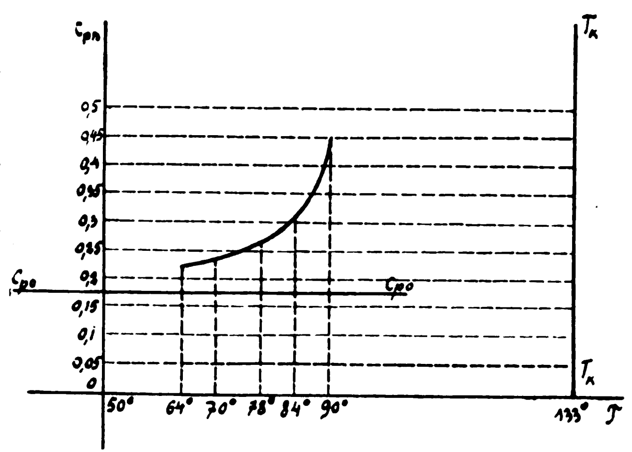


Fig. 4.

Fig. 4 stellt das Ergebnis in einem $c_p T$-Diagramm zeichnerisch dar. Wir ersehen daraus, daß die c_{ps}-Kurve des trocken gesättigten Stickstoffdampfes denselben charakteristischen Verlauf nimmt, wie jene des trocken gesättigten Wasserdampfes.[1]

Es ist in Fig. 4, um diese nicht zu groß werden zu lassen, die Ordinatenachse nicht durch den absoluten Nullpunkt, sondern durch

$$T = 50^0 \text{ abs.}$$

gelegt. Ferner ist durch

$$T_k = 133^0 \text{ abs.}$$

parallel zur Ordinatenachse eine Gerade $T_k T_k$ gezogen. Da c_{ps} für die kritische Temperatur T_k unendlich groß wird, so verläuft die c_{ps}-Kurve nach oben asymptotisch zu dieser Geraden.

Auf Grund neuerer Versuche ist anzunehmen, daß die spezifische Molekularwärme bei unverändertem Druck der zweiatomigen Gase gegen die absolute Temperatur Null auf den Wert von

[1] Vgl. Knoblauch und Hilde Mollier, Mitt. üb. Forschungsarb., Heft 108/9, S. 99; ebenso Knoblauch und Jakob, Mitt. üb. Forschungsarb., Heft 35/36, Fig. 12.

ungefähr 5 abnimmt. Da das Molekulargewicht des Stickstoffes gleich 28 ist, so beträgt demnach die spezifische Wärme desselben bei der absoluten Temperatur Null ungefähr

$$c_{ps} = \frac{5}{28} = 0{,}179.$$

Es ist daher in Fig. 4 im Abstand 0,179 eine Parallele $c_{p0}\,c_{p0}$ zur Abszissenachse gezogen. Gegen jene verläuft die c_{ps}-Kurve bei der absoluten Temperatur Null. Durch die beiden zueinander senkrechten Geraden $T_k\,T_k$ und $c_{p0}\,c_{p0}$ ist die Erstreckung der c_{ps}-Kurve abgegrenzt.

Wenn auch die c_{ps}-Kurve in Fig. 4 qualitativ den Tatsachen entsprechen dürfte, so ist dies hinsichtlich einer vollständigen quantitativen Übereinstimmung nicht zu erwarten, da erst mehr Versuchsergebnisse für die Aufstellung einer Stickstofftabelle vorliegen müssen. Es ist wahrscheinlich, daß die c_{ps}-Kurve, welche den Ast des trocken gesättigten Dampfes der Grenzkurve darstellt, mit wachsendem c_{ps} einen weniger steilen Verlauf hat als in Fig. 4.

Es sind Drosselversuche für Temperaturen bis herab zu -55^0 C. von Noell angestellt worden.[1]) Wenden wir dessen Gleichung (11) an, so ergeben sich für den Temperatur- und Druckbereich der vorstehenden Tabelle für $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_J$ größere Werte als aus der Joule-Thomsonschen Formel. Für

$$T_s = 78^0 \text{ abs.}$$

$$p_s = 1{,}112 \text{ kg/cm}^2$$

erhalten wir z. B.

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_J = 3{,}685,$$

gegen

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_J = 3{,}394$$

nach der Joule-Thomsonschen Formel (22).

Nach der Gleichung (11) von Noel ergibt sich daher für die obige Siedetemperatur und den zugehörigen Sättigungsdruck aus Gleichung (24) mit Hilfe der Planckschen Stickstofftafel

$$c_{ps} = \frac{0{,}155}{1 - 3{,}685 \cdot 0{,}128} = 0{,}293.$$

Dieser Wert von c_{ps} ist größer als der nach der Joule-Thomsonschen Formel gefundene, doch ist es fraglich, ob er genauer ist als der letztere, da die Noellschen Versuche, auf Grund derer er seine Formel aufgestellt hat, nur bis -55^0 C. reichen.

[1]) Siehe Noell, Die Abhängigkeit des Thomson-Joule-Effektes für Luft von Druck und Temperatur bei Drucken bis 150 at. und Temperaturen von -55^0 bis $+250^0$ C. Forschungsarbeiten auf dem Gebiet des Ingenieurwesens, Heft 184.

3. Betrachtung einiger Sonderfälle.

Ist der Sättigungsdruck p_s so gering, daß für den trocken gesättigten Dampf die Gesetze für vollkommene Gase angenähert gelten, so wird

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_J = 0, \tag{25}$$

und es folgt aus Gleichung (17)

$$c_{ps} = \frac{dJ_s}{dT}, \tag{26}$$

während Gleichung (21) übergeht in die bekannte Näherungsformel

$$c_{ps} - c_{pa} = \frac{dr}{dT}. \tag{27}$$

Mithin wird nach (3)

$$c_{pa} \doteq \frac{di_a}{dT}. \tag{28}$$

In dem Punkte des Astes des trocken gesättigten Dampfes der Grenzkurve, wo diese von einer Linie gleichbleibenden Wärmeinhaltes berührt wird, ist

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_J = \frac{dT_s}{dp}, \tag{29}$$

mithin nach Gleichung (12)

$$\left(\frac{\partial T}{\partial J}\right)_p = 0, \tag{30}$$

und nach Gleichung (17)

$$\frac{dJ_s}{dT} = 0, \tag{31}$$

folglich nach Gleichung (3)

$$\frac{di_a}{dT} = -\frac{dr}{dT}. \tag{32}$$

Unter Voraussetzung von (20) wird dann nach Gleichung (18)

$$c_{pa} = \frac{di_a}{dT} = -\frac{dr}{dT}, \tag{33}$$

während sich aus Gleichung (17) nach (29)

$$c_{ps} = \frac{0}{0} \tag{34}$$

ergibt. Hingegen folgt aus der allgemeinen Gleichung

$$dJ = c_p\,dT - A\left[T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v\right]dp, \tag{35}$$

nach (31)

$$c_{ps} = A\left[T_s\left(\frac{\partial v_s}{\partial T}\right)_p - s\right]\frac{dp_s}{dT}. \tag{36}$$

Wir setzen hierbei in Gleichung (36) für die Änderung des spezifischen Rauminhaltes des über-

hitzten Dampfes im Grenzzustand der Sättigung, also längs des Astes für trocken gesättigten Dampf der Grenzkurve dv_s zum Unterschied von dv in Gleichung (35), welche Änderung sich auf einen beliebigen Zustand bezieht.

Nach Gleichung (31) hat der Wärmeinhalt J_s für den Punkt, wo eine Linie gleichbleibenden Wärmeinhaltes die Grenzkurve berührt, einen extremen Wert, und zwar ist derselbe ein Höchstwert.

Zieht man in einem Mollierschen J, S-Diagramm eine Tangente parallel zur S-Achse an den Ast des trocken gesättigten Dampfes der Grenzkurve, so gibt der Berührungspunkt den für Gleichung (29) geltenden Zustand. Im J, S-Diagramm für Kohlensäure liegt dieser Berührungspunkt zwischen -15^0 und -20^0 C. Wir sehen aus dem Diagramm, daß die Isotherme für -20^0 C. im Flüssigkeitsgebiet nahezu parallel mit der S-Achse verläuft, mithin ungefähr zusammenfällt mit einer Linie unveränderten Wärmeinhaltes, so daß die Bedingung (20) erfüllt ist. Wir lesen auch aus der Tafel für gesättigte Dämpfe der Kohlensäure ab, daß zwischen den obigen Temperaturen der Höchstwert von J_s liegt.[1]) Aus dieser Tafel folgt mit den diesen Temperaturen entsprechenden Verdampfungswärmen nach Gleichung (33)

$$c_{p\sigma} = -\frac{\Delta r}{\Delta T} = \frac{66{,}04 - 63{,}73}{5} = 0{,}462$$

bzw.

$$c_{p\sigma} = \frac{\Delta i_\sigma}{\Delta T} = \frac{9{,}93 - 7{,}63}{5} = 0{,}46\,.$$

Dies ist daher die spezifische Wärme der flüssigen Kohlensäure bei einer Siedetemperatur von $-17{,}5^0$ C. und dem zugehörigen Druck von 22 at.

Aus der Gleichung (6) berechnet sich für diese Siedetemperatur

$$c_\sigma = 0{,}443\,,$$

und aus Gleichung (7) mit dem obigen Wert von $c_{p\sigma}$

$$c_\sigma = 0{,}447$$

in ziemlich guter Übereinstimmung mit dem aus (6) gefundenen Wert.

Wir können auch den Mollierschen Ausdruck für r[2]) differenzieren und in Gleichung (33) einführen. Wir erhalten dann:

$$c_\sigma = \frac{0{,}43\, r(2\,T_s - T_k)}{T_s(T_k - T_s)}\,. \tag{37}$$

Die Ausmittlung von Gleichung (37) ergibt wieder den aus (33) durch Differenzenrechnung gefundenen Wert.

In gleicher Weise, wie für Kohlensäure, finden wir auch aus den Tafeln für andere gesättigte Dämpfe[1]), die spezifische Wärme $c_{p\sigma}$ der siedenden Flüssigkeit beim Höchstwert des Wärmeinhaltes J_s des zugehörigen trocken gesättigten Dampfes.

Oberhalb des Punktes der Grenzkurve, wo eine Linie gleichbleibenden Wärmeinhaltes diese berührt, wird der trocken gesättigte Dampf bei beginnender Entspannung unter unverändert bleibendem Wärmeinhalt sich zu kondensieren anfangen, d. h. es wird

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_J > \frac{dT_s}{dp}\,. \tag{38}$$

Unterhalb dieses Punktes wird der trocken gesättigte Dampf bei beginnender Entspannung unter unverändert bleibendem Wärmeinhalt überhitzt, d h. es wird

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_J < \frac{dT_s}{dp}\,. \tag{39}$$

In dem Punkt, wo die Inversionskurve den Flüssigkeitsast der Grenzkurve trifft, gilt

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i = 0\,, \tag{40}$$

da in diesem Punkte der Grenzkurve sich die Drosselkurve mit einer Isotherme berührt. Es geht daher mit (40) Gleichung (19) über in (21).

Längs der Grenzkurve zwischen dem kritischen Punkt und dem Inversionspunkt findet bei der Drosselung der Flüssigkeit eine Abkühlung statt. Es wird

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i > 0\,. \tag{41}$$

Längs der Grenzkurve unterhalb der Inversionskurve findet bei der Drosselung der Flüssigkeit eine Erwärmung statt. Es wird

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i < 0\,. \tag{42}$$

4. Die Berechnung der spezifischen Wärme c_{vs} des trocken gesättigten Dampfes und $c_{v\sigma}$ der siedenden Flüssigkeit.

Ebenso wie für c_{ps} und $c_{p\sigma}$ können wir auch den vorhergehenden analoge Ausdrücke für c_{vs} und $c_{v\sigma}$ ableiten.

Betrachten wir im pv-Diagramm (Fig. 5) den elementaren Kreisprozeß $ABCD$, welcher gebildet ist aus dem Element AB gleichbleibenden Rauminhaltes und CD gleichbleibenden Druckes sowie aus zwei Elementen AD und BC gleichbleibender innerer Energie, und ebenso den entsprechenden Kreisprozeß $EFGH$, so folgt aus diesen beiden Kreisprozessen:

[1]) Siehe Hütte, Bd. I, S. 453.
[2]) Siehe Hütte, Bd. I, S. 453.

[1]) Siehe Hütte, Bd. I, S. 451/52.

$$d u_s = c_{vs} d_u T_v = \varrho d_{1\ddot{u}} x_p, \tag{43}$$

$$d u_\sigma = c_{v\sigma} d_{\ddot{u}} T_v = \varrho_{0u} x_p, \tag{44}$$

$$d \varrho = c_{vs} d_u T_v - c_{v\sigma} d_{\ddot{u}} T_v, \tag{45}$$

$$\frac{d\varrho}{\varrho} = d_{0p} x_{\ddot{u}} - d_{1p} x_u. \tag{46}$$

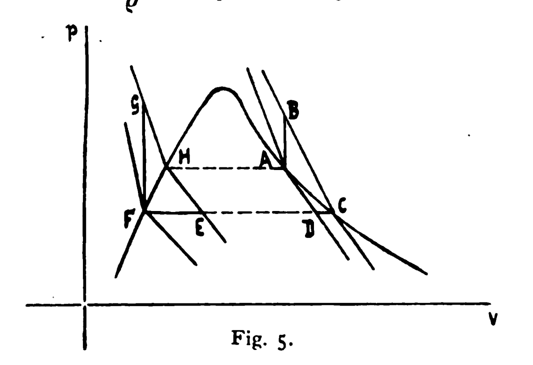


Fig. 5.

Aus Gleichung (43) und 44) ergibt sich in gleicher Weise, wie dies für c_{ps} und $c_{p\sigma}$ gezeigt wurde,

$$c_{vs} = \frac{\dfrac{d u_s}{d T}}{1 - \left(\dfrac{\partial T}{\partial v}\right)_u \dfrac{d s}{d T}} \tag{47}$$

und

$$c_{v\sigma} = \frac{\dfrac{d u_\sigma}{d T}}{1 - \left(\dfrac{\partial T}{\partial v}\right)_{\ddot{u}} \dfrac{d \sigma}{d T}} \tag{48}$$

bzw.

$$c_{vs} = \frac{c_{v\sigma}\left[1 - \left(\dfrac{\partial T}{\partial v}\right)_{\ddot{u}} \dfrac{d\sigma}{d T}\right] + \dfrac{d\varrho}{d T}}{1 - \left(\dfrac{\partial T}{\partial v}\right)_u \dfrac{d s}{d T}}. \tag{49}$$

In dem Bereich des Flüssigkeitsastes der Grenzkurve, wo wir σ als nahezu unveränderlich betrachten können, wird

$$\frac{d\sigma}{dT} \sim 0, \tag{50}$$

und Gleichung (49) sowie (48) vereinfacht sich zu

$$c_{vs} = \frac{c_{v\sigma} + \dfrac{d\varrho}{d T}}{1 - \left(\dfrac{\partial T}{\partial v}\right)_u \dfrac{d s}{d T}} \tag{51}$$

$$c_{v\sigma} = \frac{d u_\sigma}{d T}. \tag{52}$$

Ist der Sättigungsdruck so gering, daß für den trocken gesättigten Dampf die Gesetze für vollkommene Gase angenähert gelten, so wird

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_u = 0 \tag{53}$$

und Gleichung (51) sowie (47) geht über in

$$c_{vs} - c_{v\sigma} = \frac{d\varrho}{d T} \tag{54}$$

$$c_{vs} = \frac{d u_s}{d T}. \tag{55}$$

Zusammenfassung.

Es wird ein elementarer Kreisprozeß betrachtet, der aus einem Viereck besteht, von dem zwei Seiten durch Isobaren und zwei Seiten durch Linien gleichbleibenden Wärmeinhaltes gebildet werden, und dessen eine Diagonale ein Stück des Astes des trocken gesättigten Dampfes der Grenzkurve ist. Ferner wird ein ebensolcher Kreisprozeß betrachtet, dessen eine Diagonale der Flüssigkeitsast der Grenzkurve ist.

Mit Hilfe dieser Kreisprozesse werden Gleichungen zur Bestimmung der spezifischen Wärme c_{ps} des trocken gesättigten Dampfes und $c_{p\sigma}$ der siedenden Flüssigkeit abgeleitet. Die Anwendung dieser Gleichungen wird an Zahlenbeispielen für Kohlensäure und Luft gezeigt.

Mittels analoger Kreisprozesse wie oben werden auch Gleichungen zur Bestimmung von c_{vs} und $c_{v\sigma}$ abgeleitet.

(Eingegangen am 15. Mai 1922.)

Physik der technischen Stoffe.

Das periodische System der Elemente und die mechanisch-technologischen Eigenschaften von Gläsern.

Von J. Salpeter.

(Mitteilung aus dem physikalischen Laboratorium der Glühlampenfabrik „Watt" A.-G. Wien.)

In Sommerfelds „Atombau und Spektrallinien" erste Auflage, Seite 100 ff., finden wir eine Darstellung des Zusammenhanges von Kompressibilität, Ausdehnungskoeffizient, reziproke Schmelztemperatur mit dem Atomvolumen der Elemente. Die Kurven, die diese Eigenschaften als Funktionen der Ordnungszahl darstellen, laufen im großen und ganzen mit der Kurve der Atomvolumina paralell, die Gesetzmäßigkeit ist aber keine besonders ausgesprochene. Ein Versuch, die Zug- und Druckfestigkeit der Elemente im Zusammenhang mit der Stellung derselben im periodischen System darzustellen, ist meines Wissens nicht gemacht worden. Eine solche Darstellung der Festigkeitseigenschaften im Zusammenhang mit der Stellung

des Elementes im periodischen System würde schon deshalb wenig Aussicht auf Erfolg haben, weil die Festigkeitseigenschaften im besonderen Maße vom mikroskopischen Gefüge des betreffenden Körpers abhängen, also keine reinen Atomeigenschaften sind. Eher als bei kristallinisch-festen Körpern wäre ein solcher Zusammenhang bei amorphen Körpern zu erwarten. Zwar lassen sich die Elemente als solche im festen amorphen Zustand nicht darstellen, es kann aber nahezu jedes Element in Form eines Oxydes in ein Glas einverleibt werden. Im nachfolgenden ist der

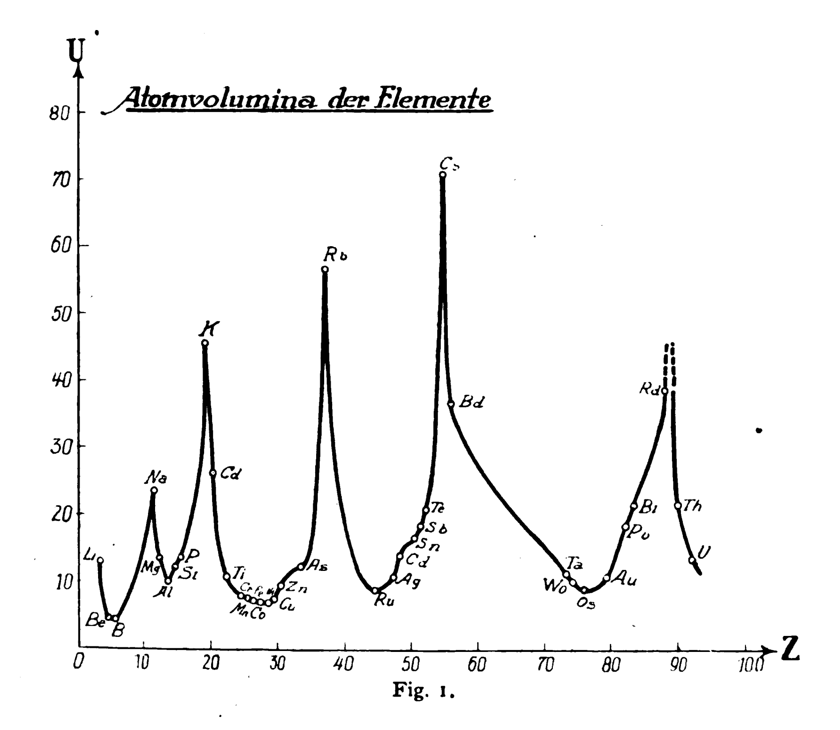


Fig. 1.

Versuch gemacht worden, den Einfluß, den einzelne Oxyde auf die Eigenschaften von Gläsern ausüben, in Zusammenhang mit der Stellung des betreffenden Elementes im periodischen System darzustellen.

Ich beschränke mich zunächst auf folgende drei Eigenschaften von Gläsern: thermischer Ausdehnungskoeffizient, Zugfestigkeit, Druckfestigkeit.

Den thermischen Ausdehnungskoeffizienten als Funktion der chemischen Zusammensetzung eines Glases haben seinerzeit Winkelmann und Schott sehr ausführlich untersucht.[1]) Winkelmann und Schott stellen den kubischen Ausdehnungskoeffizienten als lineare Funktion der Prozentsätze dar, mit denen die einzelnen glasbildenden Oxyde in den untersuchten Glasarten vertreten waren. Sie gelangten dabei für diese lineare Funktion zu folgenden Koeffizienten:

SiO_2	0,8	BaO	3,0
B_2O_3	0,1	Na_2O	10,0
ZnO	1,8	K_2O	8,5
PbO	3,0	CaO	5,0
MgO	0,1	P_2O_5	2,0
Al_2O_3	5,0	Li_2O	2,0
As_2O_5	2,0		

Durch Multiplikation dieser Zahlen mit den Prozentsätzen der vorkommenden Oxyde werden die Beträge von $3\alpha \cdot 10^7$ berechnet, wobei 3α den kubischen Ausdehnungskoeffizienten bedeutet.

Fig. 1 stellt die bekannte Kurve der Atomvolumina der Elemente als Funktion der Ordnungszahl dar (es sind hier hauptsächlich diejenigen Elemente aufgenommen worden, die als glasbildende Bestandteile in Betracht kommen). Vergleichen wir die Schott-Winkelmannsche Tabelle mit dieser Kurve, so fällt uns zunächst auf, daß die Elemente Na und K, deren Oxyde den Ausdehnungskoeffizienten am meisten erhöhen, in Maximis der Kurve der Atomvolumina liegen, daß ferner die Elemente Si, B und Mg, deren Oxyde den Ausdehnungskoeffizienten am meisten herabsetzen, in den Minimis der Kurve der Atomvolumina liegen. Es wird daher die Vermutung nahegelegt, daß der Einfluß, den ein Oxyd auf den Ausdehnungskoeffizienten eines Glases ausübt, parallel mit der Stellung des betreffenden Elementes in der Kurve der Atomvolumina geht. Prüfen wir daraufhin die Schott-Winkelmannsche Tabelle näher, so stoßen wir allerdings auf Abweichungen, die wir jetzt näher besprechen wollen. So wird dem Oxyd ZnO die Zahl 1,8

[1]) Vgl. Hovestadt, „Jenaer Glas", Seite 233 ff.

zugewiesen, die mit Rücksicht auf die Lage von Zn in der Kurve der Atomvolumina zu hoch erscheint. Ebenso ist die Zahl 5,0, die dem Oxyd Al_2O_3 zugewiesen ist, höher als der Stellung von Al in der Kurve der Atomvolumina entsprechen würde. BaO hat dieselbe Zahl 3,0 wie PbO, trotzdem Ba auf der Kurve der Atomvolumina viel höher liegt als PbO. Schließlich erscheint auch die Zahl 2,0 für Li_2O etwas zu niedrig. Zwar ist das Atomvolumen von Li kleiner als dasjenige von Na und K, es dürfte aber der Einfluß, den ein Oxyd auf den Ausdehnungskoeffizienten eines Glases ausübt, mit der Anzahl der Atome (in einem gewissen Bereiche) proportional sein; nun ist aber die Winkelmann-Schottsche Tabelle auf Gewichtsprozente bezogen, so daß bei gleichem Prozentsatz von Li_2O und Na_2O mehr als dreimal so viel Atome Li als Na ins Glas hineinkommen. Da das Atomvolumen von Na nicht ganz zweimal so groß ist, als das Atomvolumen von Li, so wäre deshalb für Li_2O eine größere Zahl in der Winkelmann-Schottschen Tabelle zu erwarten als für Na_2O.

Nun ist es interessant, daß alle hier aufgezählten Abweichungen der Zahlen der Winkelmann-Schottschen Tabelle von denjenigen, die auf Grund der Annahmen einer Parallelität mit der Kurve der Atomvolumina zu erwarten wären, auch tatsächlich durch Grenet, einem Schüler von Le Chatelier, konstatiert worden sind. Die Untersuchungen von Grenet[1]) wurden ursprünglich in der Absicht ausgeführt, Bestätigungen für das Additivitätsgesetz von Schott beizubringen. Es zeigte sich, daß eine strenge Additivität nicht vorhanden ist, daß also der Ausdehnungskoeffizient nicht als lineare Funktion der Prozentsätze der Bestandteile darstellbar ist. Der wirkliche Zusammenhang zwischen Ausdehnungskoeffizient und chemischer Zusammensetzung von Gläsern dürfte also ein viel komplizierterer sein, als er durch die Winkelmann-Schottsche Formel gegeben ist. Grenet war nicht imstande die Winkelmann-Schottsche Formel durch eine bessere zu ersetzen und er begnügte sich damit zu untersuchen, um wie viel der Zusatz eines bestimmten Oxydes zu einem gegebenen Glase den Ausdehnungskoeffizienten dieses Glases erhöht, bzw. erniedrigt. Grenet untersuchte so den Einfluß verschiedener Zusätze zunächst auf ein Flaschenglas von Blanzy und dann auf ein Spiegelglas von St. Gobain. Im nachstehenden sind die Tabellen für diese beiden Gläser wiedergegeben.

Aus diesen Tabellen ist ersichtlich, daß der Einfluß von Li_2O von derselben Größenordnung ist wie der von Na_2O, was mit der obigen Über-

Flaschenglas von Blanzy.

Zusatz	Gehalt des Gemisches am Zusatz	Änderung des A. K.
Na_2O	2,0%	+ 6,9%
K_2O	4,0	+ 1,7
Li_2O	2,0	+ 8,6
Fe_2O_3	4,0	− 11,5
Al_2O_3	4,0	− 15,4
SiO_2	4,0	− 10,9

Spiegelglas von St. Gobain.

Zusatz	Gehalt des Gemisches am Zusatz	Änderung des A. K.
Na_2O	6,0%	+ 11,8%
K_2O	6,0	+ 7,8
Li_2O	6,0	+ 9,3
CaO	6,0	+ 2,0
SiO_2	6,0	− 5,6
Al_2O_3	6,0	− 4,9
Fe_2O_3	6,0	− 8,7
U_2O_3	6,0	− 5,7
CoO	6,0	− 6,7
Cr_2O_3	6,0	− 3,2
Bi_2O_3	6,3	− 1,7
MnO_2	6,0	− 4,0
CuO	6,0	− 6,1
ZnO	6,0	− 11,6

legung über diese Oxyde übereinstimmt. Ferner sieht man daß ZnO entsprechend der tiefen Lage von Zn auf der Kurve der Atomvolumina den Ausdehnungskoeffizienten stark herabsetzt, daß also die Zahl 1,8 für ZnO der Winkelmann-Schottschen Tabelle auch qualitativ unrichtig ist. Ebenso unrichtig ist die Zahl 5,0 für Al_2O_3, denn wir sehen aus den Tabellen, daß der herabmindernde Einfluß von SiO_2 und Al_2O_3 ungefähr von derselben Größenordnung sind, entsprechend der Lage der Elemente Si und Al auf der Kurve der Atomvolumina. Was schließlich die Oxyde BaO und PbO betrifft, so habe ich mich durch einen eigenen Schmelzversuch überzeugt, daß der Einfluß von BaO ein höherer ist, als derjenige von PbO.

Dieser Parallelismus zwischen Atomvolumen und Einfluß des Oxydes auf den Ausdehnungskoeffizienten ist um so bemerkenswerter, als von vornherein theoretisch ein solcher Zusammenhang nicht unbedingt zu erwarten gewesen wäre. Betrifft ja der thermische Ausdehnungskoeffizient nicht die Raumerfüllung selbst, sondern die Änderung der Raumerfüllung bei Temperaturänderung. Eher als beim thermischen Ausdehnungskoeffizienten, ist ein Parallelismus zwischen Raumerfüllung und Festigkeitseigenschaften zu erwarten. Es wäre plausibel, wenn bei Körpern, deren Atome weit auseinander liegen, der Zusammenhang des Körpers — sei es durch Druck, sei es durch Zug — leichter zu zerreißen wäre, als bei Körpern, deren Atome nahe aneinander liegen. Im folgenden ist

[1]) Le Chatelier, „Kieselsäure und Silikate", deutsche Übersetzung, Leipzig 1920, S. 261 ff.

eine Tabelle von Winkelmann-Schott über den Einfluß der einzelnen Oxyde auf die Druckfestigkeit von Gläsern wiedergegeben.[1])

SiO_2	1,23	As_2O_5	1,0
B_2O_3	0,9	BaO	0,05
ZnO	0,6	Na_2O	0,02
PbO	0,48	K_2O	0,05
MgO	1,1	CaO	0,2
Al_2O_3	1,0	P_2O_5	0,76

Wir sehen aus dieser Tabelle, daß tatsächlich die Elemente, die in den Minimis der Kurve der Atomvolumina liegen, wie z. B. Si, B, Zn, Mg, Al die Druckfestigkeit bedeutend steigern, daß dagegen Na und K die Druckfestigkeit stark herabsetzen.

Ebenso wäre ein Parallelismus zwischen Atomvolumen und Zugfestigkeit zu erwarten. Die nachstehende Tabelle von Schott und Winkelmann gibt den Einfluß der verschiedenen Oxyde auf die Zugfestigkeit von Gläsern wieder.[2])

SiO_2	0,09	As_2O_5	0,03
B_2O_3	0,065	BaO	0,05
ZnO	0,15	Na_2O	0,02
PbO	0,025	K_2O	0,01
MgO	0,01	CaO	0,20
Al_2O_3	0,05	P_2O_5	0,075

Wir sehen aus dieser Tabelle, daß tatsächlich Si, B, Zn die Zugfestigkeit erhöhen, Na und K dagegen sie stark herabsetzen. Im Widerspruch mit dem Parallelismus stehen die in der Tabelle angeführten kleinen Zahlen für MgO und Al_2O_5; in Wirklichkeit dürften diesen Oxyden höhere Zahlen entsprechen. Im Widerspruch mit dem Parallelismus steht ferner die außerordentlich hohe Zahl der Tabelle für CaO; auch diese Zahl dürfte wahrscheinlich falsch sein.

Ähnlich könnte man versuchen, die elastischen Konstanten von Gläsern in Zusammenhang mit dem periodischen System der Elemente zu bringen, jedoch ist das zur Verfügung stehende Zahlenmaterial für diesen Zweck nicht verläßlich genug. Interessanter wäre es, die hier angegebenen Abweichungen der Zugfestigkeit vom Parallelismus zum Atomvolumen experimentell zu überprüfen, weil ein Zusammenhang zwischen Atomvolumen und Festigkeitseigenschaften am plausibelsten erscheint.

---

[1]) Hovestadt, „Jenaer Glas", S. 157 ff.
[2]) Hovestadt, „Jenaer Glas", S. 154 ff.

Eingegangen am 4. Mai 1922.

Eigenartige Schmelzfiguren.

Von Max Dieckmann und Gustav Gleissner.

Gelegentlich technischer Versuche über das Erhitzen von Metallfolien durch hochfrequente Induktionsströme ergab sich eine eigenartige, uns unerwartete Schmelzerscheinung, die wir im folgenden kurz beschreiben wollen, da wir anderweit keinen Hinweis auf ein ähnliches Verhalten gefunden haben.

Das Schema der Versuchsanordnung zeigt Fig. 1. Der Kondensator C von ca. 15000 cm wird über einen Transformator von einem 1,5 KW.

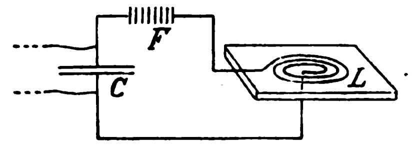


Fig. 1. Schwingungskreis mit Heizspule.

500 Periodengenerator geladen. F ist eine Wiensche Serienfunkenstrecke der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie. Die Selbstinduktionsspule L ist

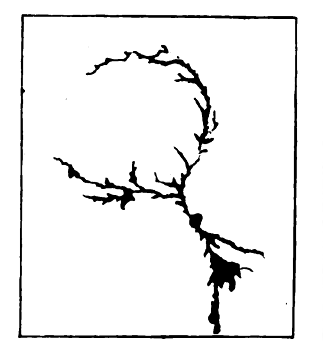




Fig. 2. Kupferfolie 0,02 mm stark. Fig. 3. Messingblech 0,1 mm stark.

eine aus Kupferband von 1,5 × 0,7 mm unter Beilegung einer Asbestschnur gewickelte einlagige Flachspule von 12 Windungen und 32 mm innerem

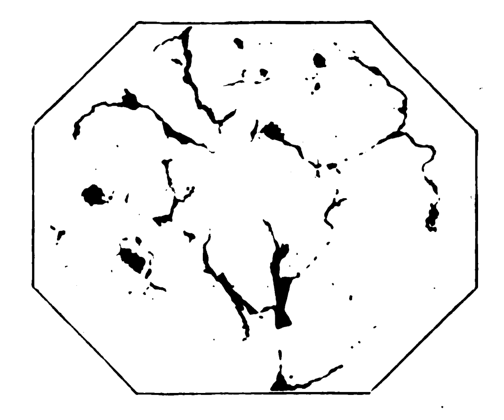


Fig. 4. Bleifolie 0,03 mm stark.

und 57 mm äußerem Durchmesser, die zwischen zwei Glimmerplatten liegt. Die untere Glimmerplatte ist für die innere Stromzuführung durchbohrt, auf die obere Platte kann die zu erwärmende Metallfolie aufgelegt und nach Bedarf durch

eine dritte aufgelegte Glimmerscheibe festgedrückt werden, da sie bei Erregung des Kreises von der Flachspule abgestoßen und weggeschleudert werden würde.

Legt man nun beispielsweise eine dünne Kupferfolie auf die Spule, so wird bei Erregung des Kreises ($I_{eff.}$ ca. 15 Amp.) der über der Spule liegende Teil rotglühend. Wenn die Folie nicht ganz eben und der Pressungsdruck nicht groß oder gleichmäßig genug ist, werden einzelne Partien sichtbar heißer als andere. Nach einigen Sekunden erscheint ausgehend von derartigen Stellen ein weißlich-blaugrünes Aufblitzen wie bei einem Funkendurchschlag aber ohne Knall; nach Abbrechen

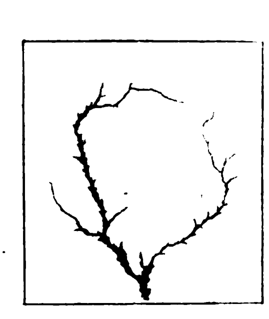


Fig. 5.
Silberfolie ca. 0,005 mm stark.

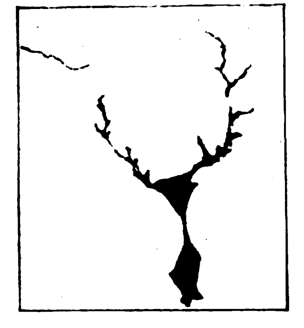


Fig. 6.
Zinnfolie 0,01 mm stark.

des Versuches zeigt sich in der Folie die eigenartig verästelte Schmelzfigur. Die weit über die Flachspule reichenden Glimmerplatten bleiben unverletzt.

Der Charakter der Schmelzfiguren wiederholt sich bei demselben Material regelmäßig. Sehr gern aber nicht immer bildet sich ein Durchschmelzstreifen vom Rand der Folie aus. Die Figg. 2 bis 6 werden besser als eine Beschreibung die Art dieser Schmelzfiguren erkennen lassen.

Für die Reproduktion wurden von den Metallfolien im Kopierrahmen Lichtpausen hergestellt. Die schwarze Zeichnung entspricht also den Teilen, an welchen das Metall verschwunden ist und das empfindliche Papier vom Licht getroffen werden konnte.

(Eingegangen am 7. Oktober 1922.)

Besprechungen.

Weiss, E., **Analytische Darstellung des Brillenglasproblems für sphärische Einzellinsen.** 44 S., 5 Abb. i. T., Verlag der Zentralzeitung für Optik und Mechanik, Berlin 1920

Die Tscheringsche analytische Behandlung des Brillenproblems liefert durch einfache Rechnungen die besten Gläserformen; Vergleiche dieser Formen sind aber schwer durchzuführen. M. v. Rohr hat auf synthetischem Wege die anastigmatische Abbildung untersucht; seine Rechnungen sind sehr langwierig, ermöglichen aber unmittelbar den Verder berechneten Gläserformen. Der Verfasser leitet im Anschluß an die trigonometrischen Durchrechnungsformeln ein analytisches Näherungsverfahren her, das beide Vorteile vereinigt.

Die Hauptforderungen, die an ein Brillenglas gestellt werden müssen, sind, daß das Objekt für jede Blickrichtung scharf und in der richtigen Entfernung abgebildet wird. (Scharfe Abbildung auf der Fernpunktskugel.) Weitere Wünsche wären, daß die Außenwelt in der richtigen Größe und daß sie geometrisch ähnlich abgebildet wird. Der erste Wunsch ist überhaupt nicht zu erfüllen, der zweite nur von Gläsern, die unscharfe Bilder liefern würden. Von Wichtigkeit für anisometrope Augen ist noch, daß es möglich ist, zwei Brillengläser von verschiedener Brechkraft zu machen, die Bilder gleicher Größe liefern.

Für die scharfe Abbildung auf der Fernpunktskugel kommt hauptsächlich der Bildfehler des Astigmatismus in Betracht. Beide Forderungen, also scharfe Abbildung und Lage des Bildes auf der Fernpunktskugel können nicht gleichzeitig erfüllt werden. Die erste wird von den punktuell abbildenden Gläsern voll erfüllt, aber der Abstand des Bildes ist für verschiedene Blickrichtungen verschieden, so daß er nicht überall scharf gesehen werden kann. Die refraktionsrichtigen Gläser verzichten auf vollkommenen Astigmatismus und bilden das Objekt auf einer Kugel ab, deren Mittelpunkt mit dem Augendrehpunkt zusammenfällt.

Weiter wird mathematisch untersucht, welchen Einfluß die Variation des Drehpunktabstandes und die des Brechungskoeffizienten hat. Für beide ist er nicht groß.

Chr. v. Hofe.

Benischke, G., **Der Parallelbetrieb von Wechselstrommaschinen.** (Elektrotechnik in Einzeldarstellungen Bd. 2). 2., erw. A. VI, 102 S., 72 Abb. i. T. F. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1918.

Der Verfasser gibt hier eine erweiterte Darstellung seiner Anschauungen über den Parallelbetrieb, die er seit zwei Jahrzehnten in der elektrotechnischen Literatur vertritt. Besonders anzuerkennen ist bei diesen Anschauungen die ausgeprägte Stellungnahme gegen die Resonanztheorie des Pendelns von Boucherot und seinen Anhängern, die das schwierige Problem sicher am einseitigsten anfaßt. Wertvoll ist auch die Beibringung ausgedehnten praktischen Stoffes zum Parallelbetrieb.

Mit einer Reihe von theoretischen bzw. physikalischen Urteilen des Verfassers kann ich mich nicht einverstanden erklären, so z. B. mit der Identifizierung des Begriffs der freien Schwingung mit dem der erzwungenen bei zwei gekoppelten Pendeln (S. 15) oder mit der allgemeinen Verleugnung der Möglichkeit von selbsterregten Schwingungen (S. 46). Solche Selbsterregung mechanischer Schwingungen kommt aber sicher in Frage, wenn bei Turbinen Pendelungen auftreten. Auch der Beurteilung der Wirksamkeit der Geschwindigkeitsregler beim Turbinenbetrieb in § 16 und 17 kann ich mich nicht anschließen. Ich kann nicht einsehen, warum bei Turbinen periodische auf den Regulator einwirkende Drehzahlschwankungen existieren sollen, wenn nicht die ganze Anlage zur Selbsterregung neigt. Die Bedingungen hierfür hätten erörtert werden müssen. Auf die Betrachtung der Pendelungen als quasi harmonische Schwingung der Form

$$\ddot{x} + 2\,\delta\,\dot{x} + (\nu^2 + \mu^2 \sin \omega\, t)\, x = 0$$

geht Benischke nicht ein.

W. Hort.

Bertelsmann, W.; Bloch, L.; Gehlhoff, G.; Korff-Petersen, A.; Lux, H.; Meyer, A. R.; Mylo, G. R.; Wechmann, W.; Wedding, W., **Lichttechnik.** Im Auftrage der deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft herausgegeben von L. Bloch. XII, 591 S., 356 Abb. i. T. R. Oldenburg, München und Berlin 1921.

Das Werk ist entstanden durch Zusammenfassung der erweiterten Vorträge, die zur Ausbildung von Beleuchtungsingenieuren auf Veranlassung der deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft vom 13. bis 18. September 1920 in Charlottenburg gehalten worden sind. Es wurde so zu

einer umfassenden Darstellung der gesamten Beleuchtungstechnik.

Der in der Praxis stehende Beleuchtungsingenieur, für dessen Bedarf das Werk wohl in der Hauptsache bestimmt ist, findet darin sowohl die wissenschaftlichen Grundlagen der Lichterzeugung und Lichtmessung, als auch auf allen Spezialgebieten ausführliche Darstellungen des bisher Erreichten in übersichtlicher gedrängter Form, Hinweise auf noch vorhandene Mißstände sowie Richtlinien für zu weiteren Verbesserungen führenden Arbeiten, Kostenberechnungen, behördliche Bestimmungen usw. Die sehr reichlich im Text verteilten Abbildungen unterstützen das Verständnis und bilden einen nicht geringen Anreiz, sich in die einzelnen Kapitel des Buches zu vertiefen. Das Werk ist nach seiner Entstehnng gegliedert in 15 in sich abgeschlossene Abschnitte. Nach der Einleitung von W. Wedding über „die heutige Bedeutung der Beleuchtungstechnik" folgt „Wissenschaftliche Grundlagen der Lichterzeugung" von A. R. Meyer, „Photometrie" von W. Wedding, darauf „Hygiene der Beleuchtung" von A. Korff-Petersen. Hieran schließen sich vier weitere Abschnitte, die den Lichterzeugern gewidmet sind. „Elektrische Lampen" von A. R. Meyer, „Gasbeleuchtung" von W. Bertelsmann, „die Beleuchtung mit festen und flüssigen Brennstoffen und die Azetylenbeleuchtung" von H. Lux, „Ausbildung von Reflektoren, Armaturen und Beleuchtungskörpern" von L. Bloch. Acht weitere Abschnitte behandeln die Verwendungsart der verschiedenen Lampen je nach dem Zweck, den sie erfüllen sollen. „Projektierung von Beleuchtungsanlagen und Berechnung der Beleuchtung" von L. Bloch, „Elektrische Straßenbeleuchtung" von G. R. Mylo, „Die Straßenbeleuchtung mit Gas" von W. Bertelsmann, „Beleuchtung von Wohnungen, Büros, Verkaufsräumen und Fabriken" und „Beleuchtung von Schulen, Kirchen, Festsälen und Theatern" von H. Lux, „Beleuchtung von Bahnanlagen und Fahrzeugen" von W. Wechmann, „Leuchtgeräte mit Optik" von G. Gehlhoff, „Künstliches Licht für Photographie und Reproduktion" von L. Bloch. Von großem Wert besonders für den Praktiker ist schließlich die im Anhang gegebene reichhaltige Sammlung lichttechnischer Tabellen aus den verschiedenen Gebieten. Das Buch erscheint dazu angetan, den in der Einleitung genannten Zweck der Aufklärung über rationelle Lichterzeugung und Lichtverwertung zur Erreichung einer sparsamen und zweckmäßigen Energiewirtschaft in der Lichttechnik voll zu erfüllen.

H. Schering.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Übernahme von photometrischen Registrierungen durch das Physikalische Institut der Universität Hamburg.

Die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft hat Mittel zur Verfügung gestellt, um im Physikalischen Institut der Hamburgischen Universität mit registrierenden Mikrophotometern [1]) unentgeltlich für die deutsche Wissenschaft photographisch-photometrische Registrierungen ausführen zu können. Die Ausführung solcher Registrierungen für wissenschaftliche Zwecke ist kostenlos. Für wissenschaftliche Untersuchungen für die Technik wird für jede angefertigte Registrierplatte ein Preis berechnet, der etwa das Dreifache des jeweiligen Preises der käuflichen Platte ist.

Für die Registrierungen stehen zwei Neukonstruktionen des obengenannten Instruments zur Verfügung und zwar:

1. Ein großes Präzisionsregistriermikrophotometer [2]) mit den Übersetzungsverhältnissen 1 : 7,786 und 1 : 46,60, welches sich besonders zur Photometrierung schmaler Objekte z. B. Spektrallinien, Interferenzerscheinungen usw. eignet.

[1]) P. P. Koch, Ann. d. Physik **39** (1912), S. 705.

[2]) F. Goos, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **41** (1921), S. 313.

2. Ein photometrisch-registrierender Komparator [1]) mit dem Übersetzungsverhältnis 1 : 1 für diffusere Objekte, z. B. Röntgenspektrogramme, Debye-Scherrer-Ringe, Absorptionsspektren von Farbstoffen usw.

Bei den mit dem erstgenannten Instrument erhaltenen Registrierplatten können die Längenabstände durch Division mit 7,786 bzw. 46,60 auf die Längenabstände der Objekte auf der Originalplatte umgerechnet werden, doch ist dabei zu beachten, daß die Werte 7,786 bzw. 46,60 nur Mittelwerte sind, während streng genommen, infolge der gewählten optischen Anordnung, die Übersetzungsverhältnisse nach dem Rande der Platte zu größer werden. Die Fehler aber, die man begeht, wenn man mit diesen Mittelwerten rechnet, betragen auf die Originalplatte bezogen, für die 7,8 fache Übersetzung im Maximum 2,5 μ, im Durchschnitt 1,1 μ, für die 46 fache Übersetzung im Maximum 0,4 μ, im Durchschnitt 0,2 μ, vorausgesetzt, daß man die äußersten Randzonen der Registrierplatte in Breite von 1 cm außer Acht läßt. Sollen Längenmessungen höchster Präzision — der Apparat erlaubt solche auf 0,1 μ genau auszuführen — gemacht werden, so werden in jedem einzelnen Falle genaue Korrektionswerte für das Übersetzungsverhältnis auf Wunsch mitgeteilt.

Was die Wahl dieser beiden Übersetzungsverhältnisse anbetrifft, so ist dafür nicht nur die Art der betreffenden Objekte maßgebend, sondern aus ökonomischen Gründen auch die Länge der auszuphotometrierenden Strecken, da ja bei Benutzung der 46 fachen Übersetzung nur $2^1/_2$ mm der Originalplatte auf der 12 cm langen Registrierplatte zur Abbildung kommen, also z. B. ein Spektrum von 60 mm Länge 24 Registrierplatten erfordert, während mit der 7,8-fachen Übersetzung nur vier Platten notwendig wären.

Besonders zu betonen ist noch, daß für Registrierungen mit diesem Apparat wegen der Dimensionen des Plattentisches die Größe der einzusendenden Platten in der Registrierrichtung 12 cm nicht überschreiten darf, während in der Querrichtung der Abstand der Objekte von beiden Rändern der Platte nicht größer als 6 cm sein darf. Größere Platten müssen also von den Einsendern vorher entsprechend zerschnitten werden.

Bei dem unter 2. genannten Registrierkomparator ist das Übersetzungsverhältnis streng konstant und zwar 1 : 1. Auf dem Schlitten dieses Apparates können Originalplatten bis zu 13 × 18 cm Größe aufgelegt werden, und eine Strecke von 18 cm Länge ohne abzusetzen auf einer Registrierplatte von ebenfalls 18 cm Länge registriert werden.

Allgemein wird gebeten, bei Einsendung von Platten folgendes zu beachten:

A. Bezeichnet man mit J die Intensität des auf die Platte einfallenden Lichtes, mit E die Intensität des durch die geschwärzte Stelle durchgegangenen Lichtes, und nennt man den Ausdruck $S = \log J - \log E$ die Schwärzung der betreffenden Stelle, bezeichnet man ferner mit

S_0 die Schleierschwärzung, mit
S_1 die geringste Schwärzung, deren Photometrierung gewünscht wird, mit
S_2 die größte Schwärzung, deren Photometrierung gewünscht wird,

so soll möglichst sein

1. $S_2 - S_1$ nicht größer als 1,6,
2. $S_1 - S_0$ nicht kleiner als 0,1,
3. S_0 möglichst klein.

B. Auf den Platten müssen diejenigen Strecken, die ausphotometriert werden sollen, genau durch Marken, etwa Pfeile oder dergleichen gekennzeichnet sein; ev. im Objekt anzubringende Orientierungsmarken müssen ebenfalls vom Einsender angebracht sein, so daß sich die hier zu leistende Arbeit lediglich auf das Durchphotometrieren beschränkt.

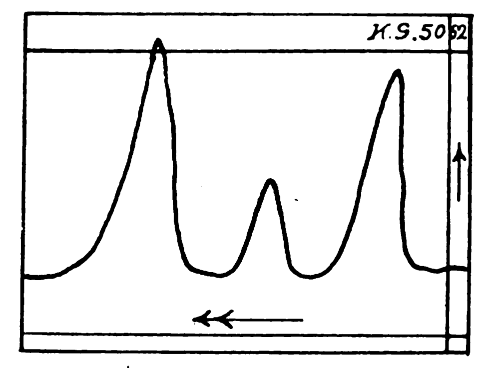
[1]) F. Goos, Physik. Zeitschr. **22** (1921), S. 648.



C. Sollen längere auf ein und derselben Platte befindliche Spektren, die mehrere Registrierplatten erfordern, photometriert werden, so ist anzugeben, ob die einzelnen Registrierplatten streng photometrisch miteinander vergleichbar sein sollen, oder ob jede Registrierplatte für sich unabhängig benutzt werden soll.

Selbstverständlich können Objekte auf verschiedenen Originalplatten nicht ohne weiteres aufeinander bezogen werden. Näheres über die Arbeitsmethoden der photographischen Photometrie findet sich bei J. Hartmann, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **19** (1899), S. 97 und bei P. P. Koch, Ann. d. Physik **30** (1909), S. 841. Sollen die auf einer Platte befindlichen Objekte aus irgendwelchen Gründen teils mit dem Komparator, teils mit dem großen Präzisionsregistrierphotometer registriert werden, so müssen entweder besondere Intensitätsmarken vorhanden sein, oder aber in den Objekten selbst bestimmte Stellen angegeben werden, die, als Intensitätsmarken dienend, sowohl beim Registrieren mit dem einen wie mit dem anderen Instrument mit registriert werden und den photometrischen Anschluß vermitteln.

D. Die Registrierplatten, welche von hier zur Ablieferung gelangen, tragen rechts am oberen Plattenrande (Schicht nach vorne) bei Photometrierung mit dem großen Präzisionsphotometer die Bezeichnung *K. G.* mit angefügter Nummer, bei Photometrierung mit dem Komparator die Bezeichnung *C.* mit angefügter Nummer; außerdem noch einige Zeichen, deren Bedeutung die beigefügte Skizze erläutert.



Der Pfeil ↑ zeigt wachsende Schwärzung an, der Pfeil ←←– zeigt die Registrierrichtung an. Die zwei horizontalen hellen Linien oben und unten sind Nullmarken für die photometrischen Werte, die vertikale helle Linie am rechten Plattenrande ist Nullmarke für Längenmessungen.

E. Die Erledigung der Registrierarbeiten erfolgt schnellstens in Reihenfolge der Eingänge. Doch behält sich das Institut vor, bei sehr umfangreichen Einsendungen ev. eine Zwischenschaltung kleinerer Arbeiten eintreten zu lassen. (Mitgeteilt vom Physikalischen Institut der Universität Hamburg.)

Fachschule für feinmechanische Technik in Berlin.

Am 28. Juni 1922 wurde in Berlin der E. V. „Fachschule für feinmechanische Technik" errichtet, der zum Zweck hat die Errichtung und Unterhaltung einer Fachschule zur Ausbildung von technischen Angestellten auf allen Gebieten der Feinmechanik, insbesondere im Bau von Telegraphen- und Fernsprechgeräten, Schreibmaschinen, Rechenmaschinen, Nähmaschinen, Fahrrädern, Gasmessern, Wassermessern, Taxametern, Tachometern, photographischen und kinotechnischen Apparaten, Musikautomaten, zahnärztlichen Apparaten, Elektrizitätszählern, Schaltern, Sicherungen, Glüh- und Bogenlampen, elektrischen, optischen und mechanischen Instrumenten und Meßwerkzeugen, Werkzeugen und Vorrichtungen für die Massenanfertigung. Die Aufgaben des Vereins erstrecken sich weiterhin auf die Schaffung und Durchbildung geeigneter Lehrmethoden und Lehrmittel für den Unterricht in der Fachschule, sowie auf die Errichtung und Unterhaltung eines Arbeitsnachweises für die in der Fachschule ausgebildeten Schüler.

Die Errichtung ist erfolgt durch das Zusammenwirken der führenden Männer der Berliner feinmechanischen Industrie. Mitglieder können nur Firmen dieser Industrie oder Körperschaften des öffentlichen Rechts werden, die durch besondere Leistungen den Vereinszweck fördern.

Deutsche Glastechnische Gesellschaft in Frankfurt a. M.

Am 9. Juli 1922 fand in Frankfurt a. M. die Sitzung einer in der Hauptversammlung vom 16. Juni d. Js. des „Verbandes der Glasindustriellen Deutschlands" als Vertretung der verschiedenen Fachverbände der Glasindustrie gewählten Kommission statt, die sich mit der Frage der Förderung der wissenschaftlichen Arbeiten in der Glasindustrie beschäftigte. Nach mehrstündiger Aussprache kam einstimmig zum Ausdruck, daß die deutsche Glasindustrie gegenüber der wissenschaftlichen und technischen Erforschung des Glases anderer Länder stark im Rückstand sei. Unter Aufwendung großer Mittel machen unsere wirtschaftlichen Gegner schon seit langen Jahren gewaltige Anstrengungen, die Führung in der Glastechnik zu erlangen. Die Erkenntnis, daß die wissenschaftliche Forschung die Grundlage jedes technischen Fortschrittes ist und bleiben wird, hat den Entschluß herbeigeführt, auf breitester Grundlage die

Deutsche Glastechnische Gesellschaft (D.G.G.)

zu gründen und hierbei einen großen Teil von Fachleuten heranzuziehen.

Zweck und Ziel sollen in einer demnächst in Berlin stattfindenden Hauptversammlung unter Vorlage der Richtlinien zu den Satzungen und des Arbeitsprogramms der neuen Gesellschaft bekannt gegeben werden. Diese erblickt u. a. neben ihrer Hauptaufgabe: der Förderung der glastechnischen Forschung und Vervollkommnung der Technik, die Förderung des Unterrichts an Hoch- und Fachschulen, Abhaltung von wiederkehrenden Versammlungen mit wissenschaftlich-technischen Vorträgen und den Ausbau der Fachliteratur sowie der Fachzeitschriften.

Nur ein weitumfassender organisatorischer Zusammenschluß aller an der deutschen Glasindustrie interessierten Kreise und Personen, wie Industrieller, Professoren, Forscher, Fachleute und Technologen wird in der Lage sein, eine lebensfähige Vereinigung zu schaffen.

Es wird darauf ankommen, daß die Glasindustrie die Lebensfähigkeit der Gesellschaft von vornherein sichert, indem sie die Mittel in einer der Geldentwertung entsprechenden Höhe zur Verfügung stellt.

Die Geschäftsstelle der D. G. G. ist mit der Wahrnehmung der vorbereitenden Arbeiten betraut.

Die Adresse lautet: „Deutsche Glastechnische Gesellschaft, Frankfurt a. M., Gutleutstraße 8".

Technisch-Wissenschaftliche Lehrmittelzentrale (TWL).

Vorbedingung für ein planmäßiges und wirtschaftliches Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Wissenschaften ist die Einführung eines einheitlichen Systems für das Sammeln und Ordnen aller Unterlagen, so daß der gesamte auf einen bestimmten Gegenstand bezügliche Stoff — wissenschaftliche Referate, Ausschnitte aus Zeitschriftenschauen, Werbedrucksachen, interne Werksberichte, z. B. über Werkstatt- und Betriebserfahrungen, private Notizen — sich selbsttätig an einer Stelle zusammenfindet. Andernfalls ist nicht zu vermeiden, daß, wie es häufig geschieht, dieselbe Arbeit immer wieder von Neuem geleistet wird, statt daß der spätere Bearbeiter auf dem, was früher gefunden ist, weiterbaut. Die TWL hat es deshalb unternommen, aus der Internationalen Dezimalklassifikation, die hierfür allein in Frage kommt, die wichtigsten Gebiete der Technik zu bearbeiten und die deutsche Übersetzung in



Form einzelner Blätter herauszugeben. Jedes Blatt enthält eine Hauptgruppe mit den zugehörigen 100 Untergruppen und den wichtigsten Hinweisen auf Nachbargebiete. Als erstes ist erschienen das Blatt DK 62: Ingenieurwesen; in Vorbereitung befindet sich u. a.

621.1 Dampfmaschinen, Dampfturbinen, Dampfkessel.
621.3 Elektrotechnik.
621.8 Maschinenelemente, Transmissionen, Hebemaschinen, Fördermittel.
621.9 Werkzeuge und Werkzeugmaschinen.
66 Chemische Technologie.

Bei der Festlegung der deutschen Ausdrücke werden sachverständige Fachleute, wissenschaftliche Vereine und Institute, Fachverbände usw. herangezogen.

Die Blätter sind zum Preise der Normblätter (Einzelpreis zurzeit M. 20,— ohne Porto und Verpackung) von der Normenvertriebstelle, Berlin NW. 7, Sommerstraße 4a, zu beziehen.

Über die Anlegung von Karteien für die hier in Frage kommenden Zwecke gibt die Technisch-Wissenschaftliche Lehrmittelzentrale, Berlin NW. 87, Huttenstraße 12/16, Auskunft.[1])

Das TWL-Lehrmittelverzeichnis, Ausgabe September 1922, ist gegen Voreinsendung von M. 20,— von der Lehrmittelzentrale zu beziehen.

Technisch-wissenschaftliches Vortragswesen Berlin (TWV).

Die Wechselwirkung zwischen Werkstoff und Konstruktion steht heute im Vordergrunde des gesamten technischen Interesses. Um dem in der Industrie schwer empfundenen Mangel an Werkstattleuten und Konstrukteuren, welche genügende Erfahrung auf dem Gebiete der Materialprüfung und der Metallkunde besitzen, abzuhelfen, beabsichtigt, die „Deutsche Gesellschaft für Metallkunde" und der „Deutsche Verband für die Materialprüfungen der Technik" eine Reihe von Vortragskursen im Rahmen des TWV-Berlin zu veranstalten. Die erste Vortragsreihe „Werkstoff und Konstrukteur" umfaßt folgendes Programm:

1. Abend: Regierungs- und Baurat Füchsel, (Eisenbahnzentralamt), Fehler bei der Konstruktion und Bearbeitung der Werkstoffe, Beispiele aus der Praxis.

2. Abend: Prof. Dr. Berndt (Ludw. Loewe & Co., A.-G.), Zerreißversuche, Warmzerreißversuche.

3. Abend: Prof. Dr. Berndt, Kerbwirkung, Dauerbeanspruchung, Härteprüfung.

4. Abend: Ober-Ing. Wunder (AEG-Berlin), Kristallaufbau der Metalle und Legierungen, Sichtbarmachung, Ätzung, Makroskopie, Mikroskopie.

5. Abend: Ober-Ing. Wunder, Kristallgefüge, Veränderung, Rückbildung.

6. u. 7. Abend: Prof. Dr. Guertler (Technische Hochschule Berlin), Zustandsdiagramm der Nichteisenmetalle.

8. und 9. Abend: Prof. Dr. Hanemann (Technische Hochschule Berlin), Härtung nnd Körnung von Eisen und Stahl.

10. Abend: Prof. Dr. Riebensahm (Technische Hochschule Berlin), Zusammenfassung, Rückblick.

Die Vorträge finden im Vortragssaal des Metallhüttenmännischen Instituts, Technische Hochschule Berlin-Charlottenburg, Eingang Hardenbergstraße 35, Donnerstag 6 Uhr statt, beginnend am 25. Januar 1923. Der einzelne Vortragsabend besteht aus dem etwa $1\,^1/_2$-stündigen Vortrag, verbunden mit Experimenten und anschließender Aussprache. Ausweiskarten sind gegen Einsendung der Teilnehmergebühr von Mk. 1000 durch die Geschäftsstelle des Technisch-Wissenschaftlichen Vortragswesens, Berlin, Berlin NW 7, Sommerstraße 4a (Postscheckkonto Berlin Nr. 75627) zu beziehen.

[1]) Vgl. auch: v. Hanffstengel, Neue Wege der Werbung im Maschinenbau, in der Zeitschrift „Maschinenbau" vom 26. August 1922.

TWV Berlin. Der Vortrag „Anwendung der Schwingungslehre auf höhere technische Probleme" von Professor Dr. N. Weber, Techn. Hochschule Charlottenburg, (10 Abende) beginnt bereits am 31. Januar abends 7 Uhr im Französischen Gymnasium, Reichstagsufer 6. Inhaltsübersicht: Gekoppelte Schwingungen, Dreh- und Biegungsschwingungen der Wellen, kritische Drehzahlen, Kreiselbewegung. Preis für den Kursus Mk. 1000.—. Teilnehmerkarten sind erhältlich im Techn.-Wissensch. Vortragswesen, Berlin NW 7, Sommerstr. 4a (Postscheckkonto Berlin 75627).

AEF, Ausschuß für Einheiten und Formelzeichen.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen stellt die folgenden Entwürfe: XXI. Drehung, Schraubung, Winkel, rechts- und linkswendiges Koordinatensystem. — XXII. Wert des mechanischen Wärmeäquivalents. — XXIII. Verhältnis der Pferdestärke zum Kilowatt. — XXIV. Wert der Valenzladung. — XXV. Vorsätze für Einheitszeichen, um die Potenzen 10^{-9} und 10^9 auszudrücken. — gemäß § 4, Abs. 3 seiner Satzung zur Beratung und lädt die beteiligten Vereine ein, ihm das Ergebnis ihrer Beratungen bis Ende 1923 mitzuteilen. Zur gleichen Frist kann sich auch jedes Mitglied der beteiligten Vereine äußern. Es wird gebeten, von Äußerungen in Zeitschriften dem AEF stets wenigstens einen Abdruck zu senden.

Berlin, Dezember 1921. Strecker.

Entwurf XXI.

Drehung, Schraubung, Winkel, rechts- und linkswendiges Koordinatensystem.

I. Drehungssinn, Winkel, rechts- und linkswendiges Koordinatensystem in der Ebene.

Unter „Ebene" soll in diesem Abschnitt I die eine Seite einer Ebene, z. B. die Vorderseite einer Tafelebene oder Bildseite einer Zeichenebene oder das Zifferblatt einer Uhr verstanden werden.

1. Drehungssinn in der Ebene. — Der dem Lauf des Uhrzeigers entgegengesetzte Drehungssinn in einer Ebene soll als der positive Drehungssinn in dieser Ebene bezeichnet werden.

2. Winkel zweier gerichteter Geraden in der Ebene. — Unter dem Winkel $\sphericalangle xy$ zweier nicht paralleler, nicht zusammenfallender gerichteter Geraden (Achsen, Speere) derselben Ebene, von denen die eine als erste (x-)Achse, die andere als zweite (y-)Achse bezeichnet werde, soll der Winkel verstanden werden, durch den die positive Richtung der x-Achse im positiven Drehungssinn um den Schnittpunkt beider Achsen in die positive Richtung der y-Achse übergeführt wird. Dieser Winkel ist nur bis auf das Vielfache eines vollen Umlaufes bestimmt.

3. Rechtswendiges und linkswendiges Koordinatensystem in der Ebene. — Eine x-Achse und eine y-Achse mit den in 1, 2 bezeichneten Eigenschaften bilden ein rechtswendiges (positives) bzw. linkswendiges (negatives) Koordinatensystem (Rechtssystem bzw. Linkssystem) in der Ebene, wenn der innerhalb eines Umlaufs gemessene Winkel $\sphericalangle xy$ kleiner bzw. größer als ein gestreckter Winkel ist.

Durch bloße Bewegung in der Ebene ist es nicht möglich, ein Rechtssystem mit einem Linkssystem gleichsinnig zur Deckung zu bringen.

II. Schraubungssinn, Winkel, rechts- und linkswendiges Koordinatensystem im Raume.

Unter einer Ebene soll in diesem Abschnitt eine zweiseitige Ebene des Raumes (Blatt, Scheibe) verstanden werden. Von einer mit irgendeinem Drehungssinn behafteten Ebene (gerichteten Ebene) soll die eine Seite als die positive, die andere als die negative bezeichnet werden, je nach-



dem auf dieser Seite der Drehungssinn der Ebene als der positive oder als der negative Drehungssinn im Sinne von I, 2) erscheint.

4. Schraubung. — Durch gleichzeitige Drehung einer Ebene und Verschiebung längs einer, die Ebene schneidenden, ihr nicht parallelen und ihr nicht angehörigen Geraden entsteht eine Schraubung.

Hierbei ist der Schraubungssinn und die Fortschreitungsrichtung der Schraubung zu unterscheiden.

a) Schraubungssinn. — Der Drehungssinn einer gerichteten Ebene und der Richtungssinn einer sie schneidenden gerichteten Geraden bestimmen einen positiven (rechtswendigen) Schraubungssinn, wenn die positive Richtung der Geraden auf der positiven Seite der Ebene (und daher die negative Richtung der Geraden auf der negativen Seite der Ebene) gelegen ist. Sie bestimmen einen negativen, (linkswendigen Schraubungssinn, wenn die positive Richtung der Geraden auf der negativen Seite der Ebene (und daher die negative Richtung der Geraden auf der positiven Seite der Ebene) gelegen ist.

Der Schraubungssinn ändert sich nicht, wenn sowohl der Drehungssinn der Ebene als auch der Richtungssinn der Geraden umgekehrt werden. Dagegen wechselt der Schraubungssinn, wenn entweder der Drehungssinn der Ebene oder der Richtungssinn der Geraden umgekehrt wird.

b) Fortschreitungsrichtung der Schraubung. — Durch gleichzeitige Drehung einer gerichteten Ebene in ihrem Drehungssinn und Verschiebung längs einer sie schneidenden gerichteten Geraden in deren Richtungssinn entsteht eine Vorwärtsschraubung; wenn sowohl die Drehung der Ebene als auch die Verschiebung längs der Geraden im entgegengesetzten Sinne erfolgen, entsteht eine Rückwärtsschraubung. Diese Festsetzungen beziehen sich sowohl auf eine rechtswendige als auch auf eine linkswendige Schraubung: Rechtschraubung vorwärts und rückwärts, Linksschraubung vorwärts und rückwärts.

Der Korkenzieher und die gewöhnlichen käuflichen Schrauben haben einen positiven Schraubungssinn sowohl beim Vorwärtsschrauben, worunter etwa das Hineinschrauben in den Korken oder das Material oder in die festgehaltene Mutter zu verstehen ist, als auch beim Rückwärtsschrauben.

5. Winkel zweier gerichteter Geraden. — Unter dem Winkel $\sphericalangle xy$ zweier nicht paralleler, nicht zusammenfallender sich schneidender gerichteter Geraden im Raume, von denen die eine als die x-Achse, die andere als die y-Achse in dieser Reihenfolge festgelegt ist, soll der kleinste Winkel verstanden werden, durch den die positive Richtung der x-Achse in die positive Richtung der y-Achse übergeführt wird.

6. Rechts- und linkswendiges Koordinatensystem im Raume. — Drei gerichtete Geraden, die durch denselben Punkt gehen, aber nicht in derselben Ebene gelegen sind, und deren Reihenfolge durch die Bezeichnung als x-Achse, y-Achse, z-Achse bestimmt ist, bilden ein rechtswendiges (positives) Koordinatensystem (Rechtssystem), oder ein linkswendiges (negatives) Koordinatensystem (Linkssystem), je nachdem die durch den Drehungssinn des Winkels $\sphericalangle xy$ gerichtete xy-Ebene zusammen mit der gerichteten z-Achse einen positiven oder einen negativen Schraubungssinn ergibt.

In einem Rechtssystem entsteht durch Drehung der xy-Ebene in dem Sinne, daß dabei die positive x-Achse durch den kleinsten Winkel in die positive y-Achse übergeführt wird, und gleichzeitige Verschiebung der Richtungssinn der positiven z-Achse eine Rechtsschraubung vorwärts.

Bei Vertauschung der Reihenfolge zweier Achsen ändert sich der Schraubungssinn eines Koordinatensystems.

Durch bloße Bewegung ist es nicht möglich, ein Rechtssystem mit einem Linkssystem gleichsinnig zur Deckung zu bringen.

Daumen, Zeigefinger und Mittelfinger der rechten Hand bilden, in die Richtung der x-, y- und z-Achse eingestellt, ein rechtswendiges Koordinatensystem.

Wenn bei Gebrauch eines zwei- oder dreiachsigen Koordinatensystem nicht das Gegenteil ausdrücklich hervorgehoben wird, soll stets ein rechtswendiges System gemeint sein.

Erläuterungen.

Von F. Emde, E. Hamel, R. Rothe und K. W. Wagner.

Begrifflich sind Rechtssysteme und Linkssysteme gleich berechtigt. Für die Frage, welche Art als grundlegend gewählt werden soll, kommt nur in Betracht, welche Wahl die genehmste und gebräuchlichste ist. Die Astronomen kennen nur Rechtssysteme, die Mathematiker, Physiker und Ingenieure legen teilweise Rechtssysteme, teilweise Linkssysteme ihren Untersuchungen zugrunde; doch ist die Mehrheit zweifellos für die Zugrundelegung von Rechtssystemen, im besonderen in den deutschsprechenden Ländern und in England.

Die Bedeutung einer bestimmten Festsetzung ergibt sich daraus, daß in vielen Formeln, welche eine Drehung mit einer Verschiebung oder (dem Stokesschen Satze entsprechend) ein Flächenintegral mit einem Randintegral verknüpfen, sich gewisse Vorzeichen umkehren, wenn man von einem Rechtssystem zu einem Linkssystem übergeht oder umgekehrt.

Das „Rechtssystem", das in gleichem Sinne schon sehr gebräuchlich ist, ist mit einer Anlehnung an das Wort „Rechtsschraubung" gewählt worden.

„Eine Rechtsschraubung vollführt der rechte Arm, wenn er sich ohne Zwang bewegt, also z. B. so, daß der rechte Arm vorgestoßen wird und gleichzeitig mit der Hand von oben nach außen gedreht wird." (H. Weber, Die partiellen Differentialgleichungen der Physik.)

Es ist noch zu bemerken, daß im Maschinenbau vorzugsweise die Rechtsschraube verwendet wird. Man denke ferner an die sogenannte Ampèresche Schwimmerregel. (Beim Induktionsgesetz hat man dagegen eine Zuordnung nach der Linksschraube.) Deshalb empfiehlt sich auch die Benutzung des Rechtssystems allgemein.

Entwurf XXIII. Verhältnis der Pferdestärke zum Kilowatt.

Für die Umrechnung von Leistungsangaben aus Pferdestärken in Kilowatt und umgekehrt werden folgende Zahlen festgeset:

$$1 \text{ kW} = 1{,}360 \text{ PS}$$
$$1 \text{ PS} = 0{,}735 \text{ kW}.$$

Begründung.

Von K. Scheel.

Aus den Gleichungen

$$1 \text{ Watt} = 1 \text{ Joule/Sekunde } (1 \text{ W} = 1 \text{ J/s})$$

und

$$1 \text{ PS} = 75 \text{ kgm/s}$$

folgt, wenn man setzt

$$4{,}1842 \text{ Joule} = 4{,}1863 \cdot 10^7 \text{ erg}$$

(nach Grüneisen und Giebe, „Ann. d. Phys.", Bd. 63, 1920, S. 199) und

$$1 \text{ g-Gew.} = 980{,}62 \text{ dyn} = 980{,}62 \text{ erg/cm}$$
$$1 \text{ PS} = 735{,}1 \text{ W},$$

oder abgerundet $1 \text{ PS} = 0{,}735 \text{ kW}$.

Der reziproke Wert von 0,7351 ist 1,3603; für die Umrechnung von Kilowatt in Pferdestärken wäre demnach die Zahl 1,360 anzunehmen.

Entwurf XXII. Wert des mechanischen Wärmeäquivalents.

(November 1921.)

1. Der Arbeitswert der 15^0-cal ist 4,184 internationale Joule = $4{,}186 \cdot 10^7$ erg.
2. Der Arbeitswert der mittleren (0^0 bis 100^0)-cal ist dem Arbeitswert der 15^0-cal als gleich zu erachten.



3. Der Zahlenwert der allgemeinen Gaskonstante R ist
   8,316·10⁷, wenn als Einheit der Arbeit das erg,
   8,312, wenn als Einheit der Arbeit das internationale Joule,
   1,987, wenn als Einheit der Arbeit die Kalorie,
   0,08207, wenn als Einheit der Arbeit die Literatmosphäre gewählt wird.
4. Das Wärmeäquivalent des internationalen Joule ist 0,2390 15°-cal.
5. Der Arbeitswert der 15°-cal ist 0,4269 kgm, wenn die Schwerkraft bei 45° Breite und an der Meeresoberfläche zugrunde gelegt wird.

Begründung.
Von K. Scheel.

Jaeger und von Steinwehr haben überzeugend dargetan (Berliner Sitzungsber. 1915, S. 424; Ann. d. Phys. **64** (1921), S. 305), daß sämtliche älteren Bestimmungen des mechanischen Wärmeäquivalents namentlich daran leiden, daß in ihnen die zugrunde liegenden elektrischen und thermometrischen Einheiten ungenügend definiert sind. Es scheint an der Zeit zu sein, den von Jaeger und von Steinwehr unter Zugrundelegung sicherer Einheiten in der Reichsanstalt ermittelten Arbeitswert der 15°-cal = 4,1842 J anzunehmen. Aus diesem Werte haben Grüneisen und Giebe im Anschluß an ihre in der Reichsanstalt ausgeführte absolute Ohmbestimmung [Ann. d. Phys. **63** (1920), S. 199] den Arbeitswert der 15°-cal = $4{,}1863 \cdot 10^7$ erg abgeleitet.

Entwurf XXIV. Wert der Valenzladung F.

Die elektrochemische Einheit der Elektrizitätsmenge, d. h. die Ladung, welche ein Grammäquivalent eines Ions an positiver bzw. negativer Elektrizität trägt und die mit dem Buchstaben F bezeichnet wird, beträgt 96500 C.

Begründung.
Von H. von Steinwehr.

Der Berechnung sind die internationalen elektrischen Einheiten und das Atomgewicht des Silbers zugrunde zu legen. International ist das Coulomb, definiert als die Elektrizitätsmenge, welche 1,11800 mg Silber zur Abscheidung bringt. Das Atomgewicht des Silbers beträgt nach der letzten Atomgewichtstabelle von 1919 107,88. Aus diesen beiden Zahlen ergibt sich für die Größe F der Wert 96500 C.

Der Wert, den die Bunsengesellschaft früher festgesetzt hatte, beträgt $F = 96540$; sie hat die Zahl 96500 inzwischen angenommen.

Entwurf XXV. Vorsatz für Einheitszeichen, um die Potenzen 10^{-9} und 10^9 auszudrücken.

Der 10^{-9}te Teil einer Einheit wird durch den Vorsatz Nano-Zeichen ν, das 10^9-fache einer Einheit durch den Vorsatz Giga-Zeichen G, ausgedrückt.

Begründung.
Von K. Strecker.

Im allgemeinen genügen die bisherigen, unter den Einheitszeichen des AEF aufgeführten Vorsätze; der AEF hat darunter die bevorzugt, die in ein nach der Potenzreihe 10^{-6}, 10^{-3}, 10, 10^3, 10^6 abgestuftes System passen.

Es tritt das Bedürfnis auf, für kleine Kapazitäten eine geeignete Einheit zu schaffen; Mikrofarad ist dafür häufig zu groß, es ist daher bereits üblich geworden, das elektrostatische Meßsystem zu benutzen, das in dem Maße 1 cm eine sehr kleine Einheit darbietet. Indes ist es unzweckmäßig, in ein Maßsystem das durchaus elektromagnetisch ist, eine elektrostatische Einheit einzufügen; es kommt mindestens der Faktor 9 in die Rechnung und macht sie weniger einfach. Eine Einheit von 10^{-9} F = 10^{-3} μF ist gleich $9 \cdot 10^2$ cm und paßt in der Größe sehr gut, um die in der drahtlosen Telegraphie und bei Freileitungen vorkommenden kleinen Kapazitäten in bequemen Zahlen auszudrücken. Als Vorsatz würde sich Nano- vom griechischen Nanos, Zwerg, Zeichen ν, gebrauchen lassen. Die Kapazität einer einzelnen kupfernen Drahtleitung, die in etwa 4 m Höhe über der Erde wagerecht ausgespannt ist, beträgt für 1 km Länge 6,5 νF.

Ein weiteres Bedürfnis für Nano- liegt etwa noch vor bei der Längeneinheit, welche die Physiker $\mu\mu$ nennen, und die im System des AEF mit mμ bezeichnet wird; sie wäre durch νm auszudrücken.

Für große Einheiten wäre der Vorsatz Giga = (vom griechischen Gigas, Riese) zu verwenden; Zeigen G. Man wird ihn wohl bei Längen gebrauchen können; ein Äquatorumfang = $4 \cdot 10^7$ = 0,04 Gm. Die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raum beträgt 0,3 Gm/s, der Abstand der Erde von der Sonne rd 150 Gm, die des Mondes von der Erde im Mittel 0,36 Gm.

Personalnachrichten.

Aachen. Extraordinarius für Physik an der Technischen Hochschule zu Aachen Dr. Wilhelm Seitz wurde zum ordentlichen Professor ernannt.

Berlin. Der Präsident der Physikalisch-technischen Reichsanstalt Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. phil. et med. h. c., Dr.-Ing. h. c. Walther Nernst in Berlin wurde zum Honorarprofessor an der Berliner Universität ernannt.

Darmstadt. A. o. Professor und Privatdozent der Physik an der Universität Würzburg Dr. Hans Rau, folgt einem Rufe an die Technische Hochschule zu Darmstadt als Ordinarius und Direktor des physikalischen Instituts als Nachfolger von Geh. Hofrat Prof. K. Schering.

Darmstadt. Dr.-Ing. e. h. Carl Friedrich von Siemens in Berlin wurde in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste um die Förderung der technischen Wissenschaften die Würde eines Ehrenbürgers der Technischen Hochschule zu Darmstadt erteilt.

Gießen. Professor an der Universität Dr. Paul Cermak wurde zum planmäßigen außerordentlichen Professor der Physik und Abteilungsvorsteher am physikalischen Institut ernannt.

Gießen. Die philosophische Fakultät der Universität ernannte Geh. Hofrat Martin Grübler emerit. ord. Professor der technischen Mechanik der Technischen Hochschule zu Dresden zum Ehrendoktor.

Karlsruhe. Geh. Hofrat Dr. Karl Heun, o. Professor der theoretischen Mechanik an der Technischen Hochschule zu Karlsruhe, trat in den Ruhestand.

Prag. Außerordentlicher Professor an der Göttinger Universität Dr. Heinrich Freiherr Rausch von Traubenberg nahm einen Ruf als Extraordinarius für Experimentalphysik an die deutsche Universität in Prag an.

Tübingen. Die außerordentliche Professur für theoretische Physik an der Tübinger Universität wurde Privatdozent Dr. Alfred Landé in Frankfurt a. M. übertragen.

Würzburg. Das Ordinariat der Physik an der Universität Würzburg wurde a. o. Professor Dr. Ernst Wagner in München übertragen.



Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Am 14. Januar 1923 verschied nach kurzem Leiden unser langjähriges Mitglied, Herr Kommerzienrat Dr.-Ing. e. h. Paul Goerz. Mit ihm ging einer der bedeutendsten Führer der deutschen Technik dahin, der in erster Reihe unter denen stand, die die deutsche optische Industrie zu ihrer Weltstellung entwickelt haben. Sein Name wird in den von ihm geschaffenen Werken fortleben. Seine Persönlichkeit wird für uns stets ein leuchtendes Vorbild sein.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 30, Nollendorfplatz 6, IV Tr. r., Telefon-Nr.: Lützow 225.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen und Überweisungen sind ausschließlich an die Dresdner Bank, Wechselstube K II, Berlin-Friedenau. Südwestkorso 77, auf unser Konto zu richten.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen“ zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Sitzungsbericht.

Sitzung am Freitag, den 19. Januar 1923, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Institutes der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr Masing: „Die Rekristallisation der Metalle“ (zweiter Teil).

Die Sitzung mußte infolge plötzlicher Erkrankung des Herrn Masing ausfallen.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Hans Becker, Charlottenburg:
Herr Prof. Dr. W. Esmarch, Berlin-Wilmersdorf, Kaiser-Allee 200.

Seitens des Herrn Dr. Erich Braun, Dortmund:
Herr Dr. W. Jenge, Dortmund (Versuchsanstalt der Dortmunder Union Dortmund, Deutsch-Luxemburgische Bergwerks- und Hütten-A.-G.).
Herr Dr. A. Kauz, Dortmund (Versuchsanstalt der Dortmunder Union Dortmund, Deutsch-Luxemburgische Bergwerks- und Hütten-A.-G.)
Herr Dr.-Ing. E. H. Schulz, Dortmund (Versuchsanstalt der Dortmunder Union Dortmund, Deutsch-Luxemburgische Bergwerks- und Hütten-A.-G.).

Seitens des Herrn R. von Brockdorff, München:
Herr Jost Niessl, Fa. Dr. Jul. Renning-Werk, München-Thalkirchen, Badstraße 20.
Herr Dr. Jul. Renning, Fa. Dr. Jul. Renning-Werk, München-Thalkirchen, Badstraße 20.

Seitens des Herrn Dr. v. Dallwitz-Wegener, Heidelberg:
Herr cand. phys. Fritz Herold, Mannheim T. 3. 18.

Seitens des Herrn Alfred Engel, Berlin-Siemensstadt:
Herr Hauptmann a. D. Herrmann Backhaus, Berlin-Charlottenburg O, Lyckallee 20 (Siemens-Schuckert-Werke).

Seitens des Herrn Dr. Georg Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr Dr. Bauch, Berlin N. 4, Schwarzkopfstraße 5 III r., bei Walter.
Herr Patentanwalt Dipl.-Ing. Eugen Harsány, Budapest, Vilmos császár-ut 78.
Herr Dr. Caspar Reiter, Studiengesellschaft der Osram G. m. b. H. Berlin SO. 33, Moosdorfstraße 3.

Seitens des Herrn Dr. Fr. Heinrich, Dortmund:
Herr Dr. Daeves, wissenschaftlicher Mitarbeiter im Verein deutscher Eisenhüttenleute, Düsseldorf.

Seitens des Herrn Studienrat Dr. Henckel, Berlin-Friedenau:
Herr Studienrat Alfred Kühnemann, Berlin-Pankow, Wollankstraße 16.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Herwig, Halle a. d. Saale:
Herr Dr. Buchner, Dessau, Erbprinz Leopold-Allee 14 I.
Herr Dr. Seeger, Ammoniakwerk Merseburg, Post Leuna-Werke.

Seitens des Herrn Dr. Hochheim, Heidelberg:
Herr Dipl.-Ing. Victor Andreae, Mannheim-Neuostheim, Paul Martinufer 15.
Herr Dr. M. Pier, Heidelberg, Graimbergweg 4 (Physiker bei den Badischen Anilin- und Sodawerken).

Seitens des Herrn Prof. Dr. König, Gießen:
Physik. Institut der Universität Gießen.

Seitens des Herrn Dr. F. Lauster, Berlin-Oberschöneweide:
Herr Direktor H. Loosli, Präzisionsphysik G. m. b. H. Berlin N., Scharnhorststraße 22.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Martienssen, Kiel:
Herr Alain Madlé, Ingenieur, Kiel, Signalgesellschaft.
Herr Dr. Melan, Kiel, Deutsche Werke, Abt. Dampfturbinen.
Herr Willi Voigt, Ingenieur bei der Signalgesellschaft, Kiel, Holtenauerstraße 212 part.
Herr Ingenieur Walter Wegner, Signalgesellschaft Kiel.
Herr Gustav Wolff, Dipl.-Ing. bei der Signalgesellschaft, Kiel, Holtenauerstraße 195 II.

Seitens des Herrn Dipl.-Ing. Alfred P. Meissner, Waldenburg i. Schles.:
Herr Manfred Thoma, stud rer. elektr., Stuttgart, Hauptstraße 56.

Seitens des Herrn Dr. Karl Mey, Berlin NW.:
Herr Dr. Arthur Wegner, Berlin-Schöneberg, Wartburgplatz 32.

Seitens des Herrn Ernst Möller, Jena:
Herr cand. phys. Heinz Gabler, Jena, Schützenstr. 20.
Herr cand. phys. Hans Lassen, Jena, Marienstraße 1.
Herr cand. phys. Hans Löber, Jena, Bürgelschestr. 5 II.

Seitens des Herrn Dr. Hans Schimank, Hamburg:
Herr cand. rer. nat. Karl Kuhlmann, Hamburg 23, Löwestraße 33.

Seitens des Herrn Dr. H. Schönborn, Berlin:
Herr Dr. Alfred Rüttenauer, Physiker bei der Studiengesellschaft für elektr. Beleuchtung, Berlin W. 50, Marburgerstraße 11.

Seitens des Vereins der Deutsch. Chemiker, Leipzig:
Herr Chemiker Georg Semiskar, Reval Rep. Eesti, Wittenhofstraße 17.

Seitens des Herrn Dr. A. Walther, Göttingen:
Herr Professor Dr. Conrad, Göttingen, Nikolausberger Weg 5.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.



Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. Kamillo Altenburger, Melk a. d. Donau, jetzt Frankfurt a. M., Weigertstraße 3 (Universitäts-Institut für phys. Grundlagen der Medizin).
Herr Dr. F. Banneitz, Berlin W. 50, Neue Ansbacherstraße 2, jetzt Berlin-Wilmersdorf, Motzstraße 38.
Herr Dipl.-Ing. K. Becker, Ladenburgstraße 20, jetzt Ladenburgstraße 11.
Herr Dr.-Ing. Robert Brüderlin, Mannheim, Schimperstraße 20, jetzt Berlin.
Herr Dr. Kurt Burchardt, Berlin NW. 87, Elberfelderstraße 38, jetzt Grunewald, Orberstraße 18.
Herr Dipl.-Ing. Fr. Burghauser, Mannheim, Kobellstr. 27, jetzt Nürnberg, Bulmannstraße 36.
Herr Dr. R. Dieterle, Halensee, Joachim Friedrichstr. 9, jetzt Charlottenburg, Grünstraße 28 I 1.
Herr Dr. W. Grotrian, Göttingen, Weberstraße 14, jetzt Potsdam, Astro-Physik. Observatorium, Telegraphenberg.
Herr Dr. H. Heisen, Hanau, Bruckköbeler Landstraße 11, jetzt Charlottenburg, Leibnitzstraße 79.
Herr Dr. Wilhelm Jenssen, Berlin-Schöneberg, Meranerstraße 1, jetzt Eggersdorf/Berlin, Bahnhofstraße 15, Villa „Solfeng".
Herr Dr. phil. Werner Jubitz, Charlottenburg, Schloßstraße 67a, jetzt Berlin SW. 11, Kleinbeerenstr. 6 III.
Herr Dr. Hans Kuppenheim, Erlangen, jetzt Rudolstadt i. Thür., in Fa. Phönix-Röntgenröhren-Fabrik A.-G.
Herr Ing. H. Marhenke, Essen, Hedwigstraße 21, jetzt Kiel-Gaarden, Brommystraße 34.
Herr cand. phys. Ernst Möller, jetzt Jena, Technisch-Physikalisches Institut.
Herr Prof. Dr. Jos. Müller, jetzt Müller-Leist, Bremen, Sielwall 74.
Herr Dr. Paul Neubert, Leverkusen, Beyerstr. 9, jetzt Leverkusen, Duisburgstraße 2.
Herr Oberlehrer C. Nölle, jetzt Hamburg 39, Gryphiusstraße 11 Hptr. bei Roger.
Herr Dr. Jos. Otto, Berlin NW. 5, Birkenstraße 6, jetzt Berlin-Charlottenburg, Fraunhoferstraße 13 II.
Herr Dr. Rud. Pflüger, jetzt Hamburg, Holzweide 29
Herr Dipl.-Ing. Karl Reichherzer, Mannheim, Prinz Wilhelmstraße 14, jetzt Mannheim, Stefaniufer 3 II.
Herr Direktor O. Richter, Kiel, Bismarckallee 32, jetzt Neumühlen b. Kiel, Heikendorferweg 23.
Herr Ing. Lothar Rosengart, Frankfurt a. M., Reuterweg, jetzt Reichenhall, Pauklingstraße 2.
Herr Dipl.-Ing. E. Rudolph, Neurössen bei Merseburg, Merseburgerstraße 12, jetzt Neurössen bei Merseburg, Preußenstraße 3.
Herr Dipl.-Ing. von Sanden, Kronshagen b. Kiel, jetzt Kiel, Bismarckallee 23.
Herr Dr.-Ing. Max Schuler, Neumühlen b. Kiel, jetzt Kiel, Bismarckallee 32.
Herr Dr. P. A. Schulz, Mittweida i. Sa., Markt 3, jetzt Waldheim i. Sa., Niedermarkt 38.
Herr Dipl.-Ing. Otto Streich, Stuttgart, Langhalde 2, jetzt Zussenhausen-Stuttgart, Friedrichstraße 5.
Herr Dipl.-Ing. Paul Tag, Stuttgart, Weimarstr. 25, jetzt Berlin-Charlottenburg, Röntgenstraße 3 III.
Herr Dr. Thürmel, Neubabelsberg, Königsweg 24, jetzt Siemens & Halske A.-G., Wernerwerk, Simensstadt b. Berlin.
Herr Dipl.-Ing. Hermann Topf, Eisenach, jetzt Düsseldorf-Unterrath, Unterratherstraße 27.
Herr Dr. F. Vierheller, Berlin W. 10, Friedrich Wilhelmstraße 14, jetzt Fa. Siemens & Halske, Wernerwerk I, Abteilung Med., Siemensstadt b. Berlin.
Herr Dr. F. Waibel, Freiburg, Phys. Inst. der Universität, jetzt Rostock, Vögenstraße 3 I (Phys. Institut).
Herr Dr. Heinz Weinnoldt, Berlin-Tempelhof, Blumenthalstraße 11, jetzt Berlin-Tempelhof, Richnowstraße 2.

Austritte zum 31. Dezember 1922.

Herr Dr.-Ing. R. Bräter, Jena, Unterer Philosophenweg 31.
Herr Dipl.-Ing. M. Graf, Mannheim-Käferthal, Kurze Mannheimerstraße 3.
Herr Ing. Al. Ilg, Ludwigshafen a. Rh., Pfalzstraße 3.
Herr Prof. Dr. W. König, Gießen.
Herr Regierungsbaumeister Georg Max Krause, Leipzig, Ehrensteinstraße 24.
Herr Dr. R. Lehnhardt, Berlin-Friedenau.
Herr Dr. Leichert, Jena.
Herr Dr. Friedrich Lux, Ludwigshafen a. Rh.
Herr Dr. Chr. Moldenhauer, Darmstadt, Inselstraße 42.
Herr A. Reis, Karlsruhe i. B., Hendelstraße 22.
Herr Dipl-Ing. W. J. Rupp, Heidelberg, Erwin Rhodestraße 19.
Herr Math. Richard Sanzenbacher, Tübingen, Herrenbergerstraße 41.
Herr Gewerbeoberlehrer Max Schmidt, Naunhof (Bezirk Leipzig), Leipzigerstraße 9.
Herr Dr. Semm, Berlin-Wilmersdorf, Lauenburgerstr. 15.
Herr Dr. Timpe, Berlin W. 9, Linkstraße 11.
Herr Karl Wedekind, Hamburg, Pappelallee 46.
Herr Ewald Winter, Leipzig, Schillerstraße 5.
Herr Regierungsbaumeister a. D. Zscheye, Neurössen bei Merseburg, Merseburgerstraße 149.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim.

12. ordentliche Mitgliederversammlung am 31. Mai 1922 im Auditorium der Gewerbeschule Mannheim.

Vortrag des Herrn Dr. F. Schmidt, Heidelberg: „Über den Mechanismus des Leuchtens der Atome".

13. ordentliche Mitgliederversammlung am 26. Juli 1922 im Auditorium der Gewerbeschule Mannheim.

Vortrag des Herrn Dr. Tomaschek, Heidelberg: „Über Lenards Theorie des Uräthers".

Am 26. Oktober 1922 hielt im Auditorium der Gewerbeschule Mannheim Herr Dr. R. von Dallwitz-Wegner einen Vortrag über: „Über den zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie und die Möglichkeit (im Prinzip) des Perpetuum mobile zweiter Art". gez. Dr. Hochheim.

Ortsgruppe Leipzig.

Sitzung am Donnerstag, den 14. Dezember 1922, abends 8 Uhr, im Hörsaal für Theoretische Physik, Leipzig, Linnéstraße 5.

Geschäftliches: Kassenbericht. Wahl von zwei Kassenprüfern. Bericht über Beitragsleistungen für 1922 und 1923. Neuwahlen zum Vorstand und Beirat.

Vorträge: Herr Dr. Schering: „Versuche aus der physiologischen Optik". Herr Prof. Wegner: „Über das Perpetuum mobile". gez. Prof. Scholl.

Ortsgruppe Jena.

Sitzung am Montag, den 11. Dezember 1922, abends 8 Uhr, im Vortragssaal von Carl Zeiss (Erdgeschoß links).

1. Vortrag von Herrn Prof. Köhler: „Über stereoskopische Projektion" (mit Lichtbildern).



2. Ordentliche Mitgliederversammlung: Wahl des Vorstandes.
1. Vorsitzender: Herr Dr. Erfle, Jena.
2. Vorsitzender: Herr Dr. Busch, Jena.
Schatzmeister: Herr Dr. Hardinger, Jena.
1. Schriftführer: Herr cand. phys. Möller, Jena.
2. Schriftführer: Herr Dr. Löwe, Jena.
Beirat: Herr Dr. Gerold, Jena.

gez. Ernst Möller.

Ortsgruppe Kiel.

Sitzung am 1. Dezember 1922 in der Seeburg in Kiel. (Jahresversammlung.)

Tagesordnung:

1. Bericht über das letzte Vereinsjahr.
2. Neuwahlen zum Vorstand und Beirat.
3. Mitteilung von Herrn Simon über die Jahresversammlung in Leipzig.
4. Vortrag von Herrn Martienssen: „Moderne Vorstellung über die Materie".
5. Verschiedenes.

Zu 1. Jahresbericht 1922, erstattet vom 1. Vorsitzenden Herrn Richter:

„Nachdem im September die Hauptversammlung des Gesamtvereines stattgefunden hat, soll heute — nach einem Beschluß des Vorstandes — die Jahresversammlung der Ortsgruppe folgen. Lassen Sie mich daher zunächst einen kurzen Bericht über das verflossene Jahr geben:

Die Zahl unserer Mitglieder hat sich etwa auf der Höhe des Vorjahres gehalten. Leider haben wir eines unserer tätigsten Mitglieder, das von Anfang an zu unserer Gruppe gehörte, durch den Tod verloren, Herrn Du Bois-Reymond. Ich darf wohl bitten, daß Sie sich zu seinem Gedächtnis von Ihren Plätzen erheben. Infolge Wegzuges sind vier Mitglieder aus unserer Gruppe geschieden. Neu eingetreten sind ebenfalls vier Mitglieder, und es verbleibt ein Mitgliederstand von 52.

Unsere Kasse schließt wieder mit einem kleinen Überschuß ab. Wir hatten die üblichen Auslagen für unseren Schriftverkehr, Saalmiete und für unsere Vertretung bei der Jahresversammlung des Hauptvereins. Herr Prof. Bessel hat als Schatzmeister unserer Gruppe die Einnahmen und Auslagen zusammengestellt. Die Abrechnung liegt hier vor und kann auf Wunsch eingesehen werden.

Die Vereinsarbeit konnte im verflossenen Jahr aus verschiedenen Gründen nicht so regelmäßig erfolgen, wie in den zwei ersten Vereinsjahren. Immerhin konnten in der Zeit vom Februar bis jetzt vier Vorträge geboten werden. Es sprachen der Reihe nach

Herr Oehler, „Über Verdrehungsschwingungen der Wellen von Kraftmaschinen".
Herr Zahn, „Amerikanische Glühkathodenröhren".
Herr Schuler, „Die automatische Steuerung von Schiffen".
Herr Richter, „Über Schwingungserscheinungen bei Dampfturbinen".

Aus unserem Schriftverkehr mit dem Hauptverein, zu dem wir in guten Beziehungen geblieben sind, habe ich noch zu erwähnen, daß wir vorgeschlagen haben, unsere Gruppe solle im Beirat des Hauptvereins jeweils durch ihren ersten Vorsitzenden vertreten werden. Der Hauptverein war damit einverstanden, und ich hoffe, daß es auch in Ihrem Sinne liegt. Ist der erste Vorsitzende verhindert, so kann er, wie ich noch bemerken möchte, einen Vertreter mit beratender Stimme und zur Orientierung entsenden. Soviel über unsere Vereinsarbeit".

Nach Entgegennahme des Berichtes wurde seitens der Versammlung dem bisherigen Vorstand Entlastung erteilt.

Zu 2. Aus dem Vorstand schieden satzungsgemäß aus:
der 1. Vorsitzende, Herr Richter,
der 1. Schriftführer, Herr Daiber,
der 2. Schriftführer, Herr Lichte.

Neu gewählt wurden als:
1. Vorsitzender: Herr Martienssen, Kiel.
1. Schriftführer: Herr Lichte.
Das Amt des 2. Schriftführers wurde von dem Schatzmeister Herrn Prof. Bessel mit übernommen.

Der Vorstand setzt sich also folgendermaßen zusammen:
1. Vorsitzender: Herr Prof. Dr. Martienssen, Kiel, Reventlouallee 15a.
2. Vorsitzender: Herr Oberingenieur Simon, Kiel, Feldstraße 114.
1. Schriftführer: Herr Dr. Lichte, Kiel, Kleiststraße 24.
2. Schriftführer: / Schatzmeister: } Herr Prof. Dr. Bessel, Kiel, Esmarchstraße 20.

Aus dem Beirat schieden satzungsgemäß aus:
Herr Dieterici,
Herr Hahnemann,
beide Herren wurden wiedergewählt.

Ferner schied auf eigenen Wunsch aus:
Herr Treitschke;
für ihn wurde Herr Richter in den Beirat gewählt.

Anstelle des in den Vorstand gewählten Herrn Martienssen wurde Herr Techel in den Beirat gewählt.

Der Beirat setzt sich also jetzt wie folgt zusammen:
Herr Geheimrat Prof. Dr. Dieterici, Universität Kiel.
Herr Direktor Hahnemann, Kiel-Kitzeberg.
Herr Betriebsdirektor Richter, Kiel-Neumühlen, Heikendorferweg 28.
Herr Dr. Techel, Kiel, Düsternbrookerweg 160.

gez. Lichte.

Sitzung am 9. Februar 1923 in der „Seeburg".
Herr Dr. Späth: „Experimentelles über das Telephon".

gez. Dr. Martienssen.

Ortsgruppe Hamburg.

8. November 1922. Führung durch die Hamburger Schiffbau- und Versuchsanstalt durch deren Leiter Dr.-Ing. Kampf.
30. November 1922. Vortrag von Herrn Dr. Zimm: „Beispiele aus der metallographischen Metalluntersuchung" (mit Vorführungen).
12. Dezember 1922. Vortrag von Herrn Dr.-Ing. Schaefer: „Moderne Methoden der Festigkeitsprüfung" (mit Vorführungen).

gez. Schimank.

Ortsgruppe Halle a. d. Saale.

Am 4. November 1922 fand ein sehr gut besuchter Vortrag des Herrn Geheimrat G. Mie über „Die Grundlagen der Quantentheorie" statt.

Am 2. Dezember 1922 sprach Herr Prof. Wigand über „Luftelektrizität und Luftschiffahrt", und anschließend daran werden eine Reihe von Apparaten der Firma Balcke Merseburg vorgeführt und erläutert.

Herr Dipl.-Ing. Wohlfahrt sprach über „Druckmessungen" mit Vorführung von modernen Meßinstrumenten der Blancka-Werke in Merseburg.

Herweg, 1. Schriftführer.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1923 | Vierter Jahrgang | Nr. 2

INHALT:



Wilhelm Hallwachs †.

Geheimer Hofrat Dr. phil. Wilhelm Hallwachs, ordentlicher Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Dresden ist am 9. Juli 1859 in Darmstadt geboren. Schüler von A. Kundt, Assistent von F. Kohlrausch und G. Wiedemann wurde er 1893 in Dresden zunächst ordentlicher Professor der Elektrotechnik, dann von 1900 ab als Nachfolger A. Toeplers, der Physik. Die Entdeckung des nach ihm benannten Effektes der Elektrizitätserregung durch Lichtstrahlen, fällt in das Jahr 1887. In zahlreichen Untersuchungen hat er diese Erscheinung erforscht und durch seine Schüler erforschen lassen mit dem Erfolg, daß man heute alle Arten von Lichtwirkungen, einschließlich des Sehens selbst auf jene zurückzuführen sich anschickt.

Hallwachs hat sein Lebenswerk 1916 zusammenfassend dargelegt in der umfangreichen Monographie „Die Lichtelektrizität", die den 3. Band des Handbuches der Radiologie von Marx bildet. Außerdem hat er (mit anderen) die Herausgabe der wissenschaftl. Abhandlungen von F. Kohlrausch besorgt.

Für diejenige Entwicklungsrichtung der Physik, die man heute als technische Physik bezeichnet, ist Hallwachs stets lebhaft eingetreten, zuletzt noch auf der ersten Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik (Naturforscherversammlung in Nauheim September 1920).

Siebenter Tätigkeitsbericht des Radiologischen Instituts der Universität Heidelberg.

Erstattet vom Direktor P. Lenard und dem wissenschaftlichen Mitarbeiter F. Schmidt.

Der vorliegende Bericht[1]) umfaßt die Zeit von August 1920 bis August 1922. Die Zahl der wissenschaftlichen Praktikanten hat sich in diesen Jahren wieder vergrößert, so daß nahezu der Stand der Vorkriegszeit erreicht ist. Derzeitiger Personalbestand: Direktor Professor Dr. P. Lenard; Dozent für Radiologie bis April 1921 Professor Dr. C. Ramsauer, seither Professor Dr. A. Becker; Wissenschaftlicher Mitarbeiter bis April 1921 Professor Dr. C. Ramsauer, seither Privatdozent Dr. F. Schmidt; Assistenten Dr. R. Tomaschek und Dr. E. Rupp; Mechaniker; Diener. Herr Professor Dr. A. Becker hatte wieder die Güte auch sonst in mehrfacher Beziehung im Institut mitzuwirken. Für geldliche und andere Zuwendungen hat das Institut wieder Herrn Rittergutsbesitzer Dr. Fleischer, außerdem aber in dieser Zeit besonders der Industrie und einem ungenannt sein wollenden Stifter zu danken. Die Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft hat der Werkstatt sehr wertvolle Maschinen geschenkt.

Die in die Berichtszeit fallende Tätigkeit kann gruppiert werden wie folgt:

I. Radiologisch-physikalische Untersuchungen.

a) Allgemeines.

Die schon in früheren Tätigkeitsberichten genannte Abhandlung über „Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation" erschien in einer neuen (3.) Auflage, vermehrt durch einen Zusatz betreffend die Diskussion über das Relativitätsprinzip bei der Nauheimer Naturforscherversammlung im Jahre 1920 (Veröff. Nr. 5).[2]) Diese neben den Anpreisungen der Relativitätstheorie viel zu wenig bekannt gewordene Diskussion hat auffallende Mängel und Schwächen dieser „Theorie" erkennen lassen, die bis heute noch nicht behoben sind und die ihren stark willkürlichen Charakter dartun, demzufolge sie überhaupt nicht Theorie zu nennen wäre. Auch das Fehlschlagen von Erfahrungsbeweisen für die „Theorie" geht aus der Diskussion hervor, wenn man die von der Diskussionsleitung unterdrückten Angaben hinzuzieht (vgl. auch Veröff. Nr. 31).

Im Anschluß an die in dieser Untersuchung sowie auch schon in früheren Abhandlungen entwickelten Vorstellungen über den Äther wird in den Veröffentlichungen Nr. 12, 18 und 31 „Über Äther und Uräther" ein neuer Weg angegeben, der aus den bekannten Schwierigkeiten der Ätherphysik, wie sie z. B. das Ergebnis des Michelsonschen Versuchs im Vergleich zu dem der Aberrationsbeobachtungen zeigt, auch ohne Zuhilfenahme der Relativitätstheorie herausführt. Die neue Ätherhypothese ist kurz die folgende: Jeder Körper hat seinen eigenen Äther, den er mit sich führt. Der Äther ist durchdringlich, d. h. zu verschiedenen Körpern gehörige Ätherteile stören einander nicht. Außer diesem ungleichförmig im Raume verteilten Äther gibt es noch einen allgemeinen Uräther. Der wichtigste Punkt der neuen Auffassung, worauf die Beseitigung der erwähnten Widersprüche beruht, liegt beim Vorgang der Aussendung der Lichtquanten und deren Fortbewegung im Raume. Die Lichtemission wird nicht nur als ein Wellenerzeugungsvorgang allein angesehen, sondern als ein Abschleudern der mit Masse versehenen Lichtquanten, deren jedes ein aus Äther gebildeter elektromagnetischer Wellenzug ist. Die Lichtquanten entstehen in dem das emittierende Atom umgebenden Äther, eilen mit Lichtgeschwindigkeit relativ zu diesem Äther fort und nehmen in genügender Ferne von dem emittierenden Atom Lichtgeschwindigkeit relativ zum Uräther an (absolute Lichtgeschwindigkeit). Auf Grund dieser neuen Vorstellungen gelingt es, ganz ohne die Relativierung der Raum- und Zeitbegriffe, die bekannten Formeln für die Trägheit der Energie und für die Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit auf sehr einfache Weise herzuleiten. Ebenso kann man ohne Benutzung der Relativitätstheorie eine Lichtstrahlenkrümmung bei der Sonne berechnen. Man braucht dazu nur die Annahme massenproportionaler Gravitation auch auf die Massen der Lichtquanten zu erstrecken. Eine solche Berechnung ist sogar schon im Jahre 1801 von dem deutschen Mathematiker J. G. v. Soldner ausgeführt worden (Veröff. Nr. 16). Er findet für die Ablenkung eines dicht am Sonnenrande beobachteten Fixsterns 0″ 85, was mit den bis jetzt ausgeführten Sonnenfinsternisbeobachtungen soweit stimmt, als zu erwarten war. Besonders die letzte Auflage der Schrift (Veröff. Nr. 31) läßt die Vorzüge der neuen Auffassung mit aller Übersichtlichkeit hervortreten und erweist in verschärfter Form die gänzliche Überflüssigkeit der Relativitätstheorie zu Erlangung sämtlicher, in unberechtigter Weise ausschließlich ihr zugeschriebenen Resultate, wie Energieträgheit, Lichtstrahlablenkung, Rotverschiebung, Perihelwanderung. Es wird auch das Schwanken in den Grundlagen der Relativitätshypothese betont und der historischen Entwicklung zu ihrem Recht verholfen und dargelegt, daß diese „Theorie" in der Art, wie sie gegenwärtig verbreitet und betrieben wird, nur eine schäd-

---

[1]) Die früheren Tätigkeitsberichte sind veröffentlicht: E. T. Z. 1910 Heft 40; 1912 Heft 43; 1914 Heft 52, 53; 1916 Heft 41; 1919 Heft 10 und Zeitschr. f. techn. Physik **2** (1921), S. 8 u. fd.

[2]) Siehe das Verzeichnis der Veröffentlichungen am Schlusse.

liche Abkehr von bewährter Naturforschung bedeutet.

Eine kurze zusammenfassende Darlegung der soeben behandelten neuen Ätherhypothese mit besonderer Berücksichtigung der sich ergebenden astronomischen Fragestellungen gibt die Veröffentlichung Nr. 12. Die auch ohne große astronomische Hilfsmittel möglich erscheinende Durchführung des Michelsonschen Versuches mit Fixsternlicht ist im radiologischen Institut in Angriff genommen.

Veröff. Nr. 19 bringt einen übersichtlichen Bericht über die experimentellen Grundlagen unserer heutigen Kenntnis vom Aufbau der Atome.

b) Kathodenstrahlen.

In historischer Beziehung ist die durch Zusätze sehr vermehrte Neuherausgabe des 1906 gehaltenen Nobelvortrags „Über Kathodenstrahlen" zu erwähnen (Veröff. Nr. 1). Man findet in den hinzugefügten Anhängen eine ganz eingehende Würdigung aller derjenigen Untersuchungen, welche die Erkenntnis des Wesens der Kathodenstrahlen mit begründet haben, wobei Manches historisch in ganz anderem Lichte sich zeigt als man es gewöhnlich in Lehr- oder Handbüchern dargestellt findet. Der Vortrag selbst ist durch hinzugefügte Hinweise auf den gegenwärtigen Stand der Kenntnis ergänzt.

In der Veröffentlichung Nr. 13 wird eine neue Erzeugungsröhre für Kathodenstrahlen mit Aluminiumverschluß, zur Durchführung reiner Versuche geeignet, mit Glühkathode, beschrieben und erprobt. Der heute schon in technische Anwendung übergegangene Gedanke der Anwendung der Glühkathode anstelle der gewöhnlichen Gasentladung war zur Zeit des Beginns unserer Arbeit an der Röhre (1913) noch wenig benutzt; der Krieg hatte die Vollendung der Arbeit bis 1921 verzögert. Es ist gezeigt worden, daß die besonders für Meßversuche durchgebildete Röhre an Konstanz der Wirkung in Bezug auf Intensität sowohl als auf Geschwindigkeit der Strahlen die frühere Entladungsröhre sehr übertrifft. Eingehende Messungen über Absorption, Grenzdicken und Geschwindigkeitsverluste mittelschneller Kathodenstrahlen belegen dies. Die Ergebnisse dieser unter besonders günstigen Verhältnissen in Bezug auf Reinheit sowie auf Genauigkeit durchgeführten Messungen wurden in bester Übereinstimmung mit allen denen gefunden, die in früheren reinen Versuchen an Kathodenstrahlen („Quantitatives über Kathodenstrahlen", 5. Tätigkeitsbericht) erhalten worden waren, im Gegensatz zu den vielen, noch in Lehrbüchern zu findenden davon abweichenden Resultaten unreiner Versuche. Die Bemängelungen, welche den letzteren gegenüber in dem soeben genannten Werke erhoben werden mußten, haben sich also wieder als gerechtfertigt gezeigt.

In den schon im vorhergehenden Tätigkeitsbericht eingehend besprochenen Arbeiten über den Wirkungsquerschnitt von Gasmolekülen gegenüber langsamen Elektronen (Veröff. Nr. 14 und 15 dort, sowie auch Nr. 2 dieses Berichtes) war gefunden worden, daß das Argonatom eine außerordentliche Durchlässigkeit für langsamste Elektronen besitzt. Dieses für die Kenntnis der Beschaffenheit der im Innern des Atoms vorhandenen Kraftfelder so wichtige Ergebnis ist weiter verfolgt worden (Veröff. Nr. 23). Es wurden bei variierter Elektronengeschwindigkeit auch Helium und Neon untersucht. Es zeigte sich, daß beim Übergange von hohen zu kleinen und ganz kleinen Geschwindigkeiten für alle drei Gase zuerst der Wirkungsquerschnitt steigt, dann ein Maximum erreicht und schließlich wieder abnimmt. Am stärksten tritt diese Erscheinung beim Argon hervor; das Maximum (bei einer Elektronengeschwindigkeit von rund 13 Volt) ist hier sehr hoch und der Abfall war bis nahe zu dem Nullwert hin verfolgbar. Es ist also wiederholt sowohl die selektive Absorption nachgewiesen, als auch daß ein Elektron sehr kleiner Geschwindigkeit völlig unbeeinflußt das Argonatom durchquert. In der gleichen Veröffentlichung (Nr. 23 letzte Fußnote) werden auch die Absorptionsmessungen der Herren Franck und Hertz einer Kritik unterzogen durch Vergleich ihrer quantitativen Resultate mit denen der ältesten einwandfreien Messungen (Lenard 1903), die seither wiederholt und auch bei gänzlich abgeänderter Methode gut bestätigt wurden, während die Franck und Hertzschen Zahlen davon sehr weit abweichen und zwar ersichtlicherweise wegen nicht klarer Auffassung des zu Messenden.

Die Frage nach der Abhängigkeit des praktischen Absorptionsvermögens für mittelschnelle Kathodenstrahlen von der Masse wird in der Veröff. Nr. 25 mit sehr verfeinerten Hilfsmitteln einer erneuten systematischen Untersuchung unterworfen. Dabei wird zum ersten Male die Geschwindigkeitsverringerung der Strahlen von vornherein berücksichtigt und dazu quantitativ festgestellt, ebenso die Beteiligung hochfrequenter Wellenstrahlung, so daß sämtliche Fehlerquellen beseitigt sind, welche frühere Untersuchungen kennen gelehrt hatten. (P. Lenard, „Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten", 5. Tätigkeitsbericht Nr. 8.) Die auf eine Reihe möglichst einfach zusammengesetzter Gase (z. B. auch sechs verschiedene Kohlenwasserstoffe) sich beziehenden Messungen stellen mit gegen früher sehr erhöhter Genauigkeit das Bestehen der Additivität der Atomeigenschaften den Kathodenstrahlen gegenüber in den chemischen Verbindungen fest. Nur in sehr geringem Maße, und

bei der jetzt erreichten Feinheit der Messung überhaupt zum ersten Male, machen sich Einflüsse der Anordnung bzw. der Bindung der Atome bemerkbar. Es tritt mit wachsender Zahl der Bindungen eine geringe Abnahme des praktischen Absorptionsvermögens ein. Dieselbe Beziehung zur Masse wie die Absorption besitzt innerhalb des untersuchten Bereichs auch der Geschwindigkeitsverlust. Bei schweren Elementen (wie Brom, Jod) wird Umwandlung von absorbierter Kathodenstrahlenergie in Energie hochfrequenter, aber sehr stark absorbierbarer Wellenstrahlung nachgewiesen.

Die Veröff. Nr. 9 enthält die Ergebnisse, zu denen der während der Kriegszeit verstorbene Assistent K. Ebeling bei experimenteller und theoretischer Bearbeitung der Intensitätsmessung von Kathodenstrahlen nach der Methode der festen Kondensatoren gelangt war (vgl. 5. Tätigkeitsbericht, Fußnote). Die Arbeit gibt eine Verfeinerung der Theorie des festen Kondensators als Intensitätsmeßmittel für Kathodenstrahlen.

c) Elektrizitätsleitung.

Die für die meistgebrauchte Intensitätsmessung hochfrequenter Wellenstrahlung (Röntgen- und γ-Strahlung) und überhaupt für quantitative Auswertungen der Leitfähigkeitserzeugung dieser Strahlung in abgeschlossenen Gasräumen unerläßliche Kenntnis der maßgebenden Einzelvorgänge der Trägerbildung wird in den Veröffentlichungen Nr. 3 und Nr. 4 eingehend theoretisch entwickelt und durch Versuche geprüft. Die Aufgabe besteht besonders in der Festlegung der Folgerungen, die sich aus der erneut geprüften Tatsache ergeben, daß die Trägerbildung im Gas auf die von der Wellenstrahlung einerseits im Gasraum selbst, andererseits an den begrenzenden Wänden lichtelektrisch erzeugten Elektronen zurückzuführen ist, und daß infolgedessen die Trägerbildung nicht an den Weg des Wellenstrahls sondern an denjenigen der emittierten Elektronen gebunden ist. Besonders wichtig ist hierbei die Unterscheidung zwischen Wand- und Gaswirkung. Der Einfluß der Wände macht sich in zwei entgegengesetzten Richtungen geltend, indem einerseits eine Behinderung der Elektronenbewegung (Wirkungsausfall), andererseits eine Hinzulieferung von Elektronen (Wandwirkungsbeitrag) stattfindet. In geeigneten, näher bestimmten Fällen, z. B. bei Paraffin als Wandmaterial, können beide Einflüsse sich kompensieren, was für die Zwecke der Strahlintensitätsmessung besonderen Wert hat, um so mehr, als die Untersuchung ergibt, daß die für eine bestimmte Wellenstrahlung hergestellte Kompensation für jede beliebige andere Wellenstrahlung unverändert erhalten bleibt.

Einen zusammenfassenden Bericht über die schon in den vorhergehenden Tätigkeitsberichten ausführlich besprochene Theorie der Wanderungsgeschwindigkeit kraftgetriebener Partikel in reibenden Medien bringt die Veröffentlichung Nr. 14. Der Bericht enthält außerdem eine kritische Würdigung der gesamten Literatur über das Wanderungsgeschwindigkeitsproblem in Gasen und in Flüssigkeiten, besonders auch bei den elektrolytischen Ionen, wobei Gesichtspunkte zur Sprache kommen, die auch in umfangreichen neueren Schriften über den Gegenstand übersehen worden sind.

d) Lichtemission und -absorption.

Die räumliche Verteilung der spektralen Lichtemission im elektrischen Bogen und Funken hat sich als Einteilungsprinzip der Serien gut bewährt, und es ist bereits im vorigen Tätigkeitsbericht die neue Untersuchung besprochen, welche bestätigte, daß dies Einteilungsprinzip auf die zur Hervorbringung der betreffenden Serie nötige Temperatur sich gründet, mit der auch der elektrische Ladungszustand der Emissionszentren zusammenhängt. Die gesamte über die Natur der Emissionszentren der Metallserien vorliegende Erfahrung findet sich in einer Neubearbeitung der genannten Untersuchung zusammengefaßt (Veröff. Nr. 17). Eine wertvolle Bestätigung des Ergebnisses, daß die verschiedenen Metallserien im elektrischen Bogen verschiedenen Temperaturen zugehören (Hauptserie der niedrigsten Temperatur, die Nebenserien der Reihe nach höheren und höheren Temperaturen), wurde durch Verfolgung des zeitlichen Verlaufs der Emission nach plötzlichem Abschneiden der Stromzufuhr zum elektrischen Bogen erhalten (Veröff. Nr. 21). Es zeigte sich, daß die Nachleuchtdauer der Hauptserie am größten, die der Nebenserien der Reihe nach kleiner und kleiner ist, wie es zu erwarten ist, wenn erstere noch bei niedrigen Temperaturen leuchtet, während letztere der Reihe nach höherer Temperaturen bedürfen.

Einen interessanten Beitrag zur Kenntnis der Umsetzung von Lichtenergie in die entsprechende Elektronenenergie bei der lichtelektrischen Wirkung liefert die Veröff. Nr. 6. Nimmt man an, daß die auf das absorbierende Atom auftreffende Lichtenergie aus Quanten besteht, so müssen diese bei wiederholter Polarisation unterteilt werden, und das müßte bei der lichtelektrischen Wirkung in der Weise zur Geltung kommen, daß die Geschwindigkeitsverteilung und die Elektronenmenge genau wie bei einer Vergrößerung der Wellenlänge der Lichtquanten sich ändern würde. Da dies aber, wie die Untersuchung zeigt, nicht der Fall ist, so muß die Quantenhaftigkeit des lichtelektrischen Effekts auf dem quantenhaften Arbeiten des die Energie aufnehmenden und sie wieder abgebenden Atommechanismus beruhen.

Das Atom summiert die Energien der in seinen Wirkungsbereich kommenden Lichtwellen bis zu dem Betrage des der Schwingungszahl entsprechenden Quants, einerlei, ob das Lichtquant als Ganzes ankommt oder ob nacheinander eine entsprechende Anzahl von Quantenbruchteilen eintrifft. Man sieht also wieder, daß die Quantenhaftigkeit des Lichts nicht durch eine Eigenschaft der Energie bedingt ist („Energiequanten"), sondern daß es Atomeigenschaft ist, quantenhaft zu arbeiten, was auch bei der Lichtemission zur Geltung kommt und das Entstehen von Lichtquanten zur Folge hat, die aber alsdann beliebiger Zerstückelung zugänglich sind.

e) Phosphoreszenz.

Die Phosphoreszenzen im Zinksulfid wurden einer — bisher immer noch fehlenden — eingehenden Untersuchung unterzogen (Veröff. Nr 10), wobei die schon bekannten Analogien mit den Erdalkalischwefelphosporen im einzeln weitgehend verfolgbar waren. Es wurde vor allem eine zuverlässige Herstellungsmethode ausgearbeitet und bekannt gegeben, woran es bisher ebenfalls fehlte. Außer den schon bekannten Banden des Cu und Mn wurde eine Anzahl von Banden anderer Metalle im Zinksulfid gefunden und eingehend untersucht. Die Temperaturlagen der neuen Banden sind meist tief. Der Einfluß von Glühdauer, Glühtemperatur, Metallmenge und Schmelzmittel ist für jede Bande festgestellt, so daß jetzt die Herstellung einer ganzen Reihe von Zinksulfidphosphoren bekannter Eigenschaften ohne weiteres ebenso mit Sicherheit möglich geworden ist, wie bei den Erdalkaliphosphoren.

Eine besondere, sehr eingehende Untersuchung wurde den Kupferbanden der Erdalkalisulfidphosphore gewidmet (Veröff. Nr. 22). Die Herstellungsbedingungen für die drei Banden α, β, γ, ihre spektralen Lagen, Temperatureigenschaften und Erregungsverteilungen sind dadurch eingehender bekannt geworden; besonders bemerkenswert sind neu hinzugefundene kurzwellige d-Maxima.

Wesentliche Fortschritte für das Verständnis der Phosphoreszenzvorgänge brachten die Veröffentlichungen Nr. 7, 24, 8 und 28.

In den Veröffentlichungen Nr. 7 und 24 wird die seit 1904 entwickelte lichtelektrische Theorie der Phosphoreszenz, nach welcher bei der Erregung eines Phosphors Elektronen von den Metallatomen lichtelektrisch abgetrennt werden, durch direkte elektrometrische Messungen in auffallender Weise quantitativ bestätigt. Der spektrale Verlauf der lichtelektrischen Wirkung auf Phosphore setzt sich zusammen aus einer normalen und einer selektiven Wirkung. Die Stellen selektiver Wirkung fallen mit den Dauererregungsstellen der Phosphore zusammen; die normale lichtelektrische Wirkung entspricht ihrer spektralen Verteilung nach der Ultravioletterregung der Phosphore. Daß die lichtelektrisch abgetrennten Elektronen aus den Metallatomen des Phosphors stammen, wird durch den Rückgang der lichtelektrischen Wirkung bei Verminderung des Metallgehaltes bestätigt. Druckzerstörte Phosphore zeigen nur normale, keine selektive lichtelektrische Wirkung.

Von ganz anderer Seite her ist die Theorie geprüft und aufs beste bestätigt gefunden worden durch Anwendung der aus der lichtelektrischen Vorstellung hervorgegangenen Differentialgleichung der Erregung und zugleich der Tilgung (einschließlich der Abklingung und Ausleuchtung) der Phosphore (Veröff. Nr. 28). Die an verschiedenen Banden durchgeführten eingehenden Messungen über Erregung und Tilgung waren mittelst der genannten Gleichung widerspruchsfrei berechenbar und ergaben Zahlenwerte für die erregende Absorption sowohl als für die Tilgung, die bei Anwendung zweier ganz verschiedener Wege der Ermittelung aufs beste übereinstimmten. Auch ist der hierdurch nunmehr bei den α-Banden des Bi und Cu quantitativ bekannte spektrale Verlauf dieser beiden Größen ganz der nach der Theorie erwartete, in Übereinstimmung mit den bisher schon vorhandenen, aber noch vereinzelten und noch nicht so gut in sich gestützten Messungen früherer Untersuchungen („Über Ausleuchtung und Tilgung", Tätigkeitsbericht Nr. 5). Die spektrale Verteilung der erregenden Absorption ergab bei allen Banden nur vom Metallatom abhängige Kurven, die wieder der Übereinanderlagerung der beiden lichtelektrischen Wirkungen, der selektiven bei den d-Maxima und der normalen, entsprechen, ganz wie die vorgenannte direkte lichtelektrische Untersuchung ergeben hatte. Die kurzwellige Tilgung, die in ihrem Mechanismus von der langwelligen ganz verschieden ist, zeigte sich nach ihrem quantitativen spektralen Verlaufe als lichtelektrische Wirkung am Gattungsatom (S, O, Se) des Phosphors erklärbar, ebenfalls wie es der Theorie entspricht.

In den spektralen Lagen der Dauererregungsstellen der Phosphore konnten bemerkenswerte Gesetzmäßigkeiten gefunden werden (Veröff. Nr. 8), die zu Tage traten, wenn man, wie bereits 1910 gefunden, die Wellenlängen der hellsten Stellen des Nachleuchtens der Dauererregungsverteilungen (d-Maxima) durch Division mit der Wurzel aus der Dielektrizitätskonstante des Phosphors auf absolute Wellenlängen reduziert. Dies wurde jetzt weit eingehender als früher und zwar mit Berücksichtigung der von Probe zu Probe variierenden Werte der Dielektri-

zitätskonstante und bei sehr verfeinerter Messung derselben durchgeführt. Es zeigt sich, daß die absoluten Wellenlängen unabhängig von der Zusammensetzung des Phosphors charakteristische Konstanten der einzelnen phosphoreszenzfähigen Metalle und serienmäßig angeordnet sind. Letztere Eigenschaft bestätigen auch die Veröffentlichungen Nr. 10 und Nr. 22. Die serienmäßige Anordnung der Dauererregungsstellen ist erklärbar, wenn man sie als Kanten aufeinanderfolgender Absorptionsserien auffaßt, bei denen jedesmal das bei der Erregung des Phosphors lichtelektrisch abgetrennte Elektron in praktisch unendlich weite Entfernung vom Metallatom gebracht wird.

Eine eingehende Experimentaluntersuchung über die Lichtwirkung auf Zinksulfid (Veröff. Nr. 26) zeigte, daß diese schon länger bekannte Wirkung — bestehend in Schwärzung — in keinem wesentlichen Zusammenhang mit der Phosphoreszenzfähigkeit steht, so daß sie nicht — wie von Amerika her gemeint wird — zur Grundlage einer chemischen Theorie der Phosphoreszenz dienen kann, was allerdings nach den auffälligen Bestätigungen der lichtelektrischen Theorie auch schon von vornherein ausgeschlossen schien. Die Schwärzung besteht in Zinkausscheidung, die aber nur aus komplexen, nicht aus gewöhnlichen ZnS-Molekülen erfolgt und die sehr leicht wieder rückgängig wird, wobei bemerkenswert ist, daß vollständige Rückbildung der ursprünglich komplexen Sulfidmoleküle stattfindet auch dann, wenn z. B. Cl-Gas das Entschwärzungsmittel ist, in welchem Falle man geneigt sein könnte, die Bildung von farblosem $ZnCl_2$ anzunehmen. Der Schwärzungsvorgang durch das Licht bedarf der Gegenwart von Wasser; er gehört nur Wellenlängen unterhalb etwa 334 $\mu\mu$ zu. Er erscheint nach alledem als eine chemische Lichtwirkung besonderer Art, den komplexen Molekülen zugehörig.

Die von Herrn E. Tiede[1]) vor kurzem entdeckten Borsäurephosphore, in welchen organische Moleküle wirksam sind, wurden, ausgehend von den an den Schwermetallphosphoren gesammelten Erfahrungen, auf ihre Emission, ihre Temperatureigenschaften, ihre Erregungsverteilung und Absorption hin untersucht (Veröff. Nr. 27). Hierbei ergab sich, daß manche Emissionsspektren dieser Phosphore aus gewissen Gruppen von schmalen Banden bestehen, die in bezug auf ihre Erregung, jedoch nicht immer in bezug auf ihre Temperatureigenschaften, miteinander gekoppelt sind, was zur Aufstellung des Begriffes der „Teilbande" führte. Eine Gruppe von Teilbanden ist dann im Verhalten analog einer Bande der Erdalkaliphosphore. Als Zentren der Emission sind bei diesen Phosphoren dieselben stark geschützten innermolekularen Felder der organischen Moleküle anzusehen, in denen auch bei der Fluoreszenz der reinen organischen Stoffe die Emission verläuft. Außerdem wurde auf Grund von Lichtsummenmessungen festgestellt, daß sich die Borsäurephosphore im Abklingen ganz analog den Schwermetallphosphoren verhalten, woraus auf die Gleichartigkeit des Mechanismus des Nachleuchtens beider Phosphorarten geschlossen werden kann. Die Borsäurephosphore zeigen sich, ähnlich wie die Zinksulfidphosphore, durch Licht zerstörbar, was aber auch hier nicht wesentlich mit dem Phosphoreszenzvorgang zusammenhängt und keinen Einwand gegen die lichtelektrische Auffassung des letzteren bildet.

Einen Beitrag zur Kenntnis der Zentren der Phosphore bietet die Veröffentlichung Nr. 20. In ihr wird der Einfluß der Temperatur auf die Dauerzentren auf Grund sorgfältiger, auch die Zentren kürzester Dauer umfassender Abklingungsmessungen bei verschiedenen Temperaturen (-55^0 bis $+500^0$ C.) und verschiedenem Metallgehalt untersucht. Es ergibt sich daraus die Kenntnis der Relativzahlen der Zentren aller verschiedenen Dauern im Phosphor jedes beliebigen Metallgehaltes bei beliebiger Temperatur, allerdings unter Fortlassung derjenigen Zentren, welche bei der benutzten Erregungsart der Tilgung unterworfen waren, welche Beschränkung noch zu beseitigen wäre. Die auch in vorliegender Durchführung schon sehr umfangreiche Untersuchung betrifft zunächst CaBi-Phosphore. Für andere Phosphore war sie, jedoch ohne Berücksichtigung der Zentren kürzester Dauer, schon früher von Herrn C. A. Hoffmann im Institut durchgeführt worden (vgl. die letzte Note in Veröff. Nr. 20). Es kann aus den gefundenen Zentrenzahlenverteilungen geschlossen werden, daß außer der bereits bekannten aber jetzt quantitativ gefaßten Dauerverringerung der Zentren bei Temperatursteigerung auch der Zerfall (Verminderung der Gesamtzahl) der Dauerzentren besteht. Ganz neu ist der Nachweis, daß dieser Zerfall mit den kleinsten Zentren beginnt. Die Hitzebeständigkeit der Momentanzentren wird in einem großen Temperaturbereich durch quantitative Versuche bestätigt. Gegenüber zerstörendem Druck zeigen dagegen die Momentan- und die Dauerzentren aller Größen vollständig gleiche Beständigkeit. Verschiedene Arten der Druckzerstörung bestätigen die bisherige Anschauung über die Wirkung des Drucks auf die Zentren.

[1]) E. Tiede, Ber. Deutsch. chem. Ges. **53** (1920), S. 2214. E. Tiede und F. Büscher, a. a. O., (1920), S. 2210. E. Tiede und P. Wulff, a. a. O. **55** (1922), S. 588. Herr Dr. E. Tiede (Berlin) hat in sehr dankenswerter Weise das vorbereitete Ausgangsmaterial zur Herstellung seiner Phosphore dem Rad. Inst. zur Verfügung gestellt.

f) Wasserfallelektrizität.

Die Untersuchungen über das Zerblasen von Wassertropfen in einem Luftstrom, deren Ergebnisse schon im vorhergehenden Tätigkeitsbericht ausführlich besprochen worden sind, werden in der Veröffentlichung Nr. 15 im Zusammenhang mit früheren Untersuchungen und besonders in bezug auf die Theorie der Gewitterelektrizität behandelt. Es zeigt sich, daß Wasserfallelektrizität bei großtropfigen Regen im stark aufsteigenden Luftstrome genügend wirksam sein kann, um Gewitter hervorzubringen.

g) Oberflächenspannung.

Über die Oberflächenspannung von Flüssigkeiten sind mehrere Untersuchungen im Institut im Gange. Über eine von ihnen, welche die Ausarbeitung und Prüfung einer einwandfreien und zuverlässigen, dabei sehr einfachen Meßmethode der Oberflächenspannung zum Ziele hat, wird demnächst berichtet werden können. Die Anwendung auf Schmieröle verleiht dem Gegenstand auch technisches Interesse.[1]

h) Radioaktivität.

Die Frage nach der Unveränderlichkeit radioaktiver Lösungen ist bei ihrer Verwendung als Normallösungen bei Messungen und zu medizinischen Zwecken von großer Bedeutung (Veröff. Nr. 30). Die Entscheidung dieser Frage wurde durch den Anschluß neuerer Messungen an frühere Untersuchungen über den Radiumgehalt der Uranpechblende, deren Ergebnis inzwischen durch Untersuchungen anderer Art mit großer Genauigkeit bestätigt worden ist[2]), ermöglicht (Veröff. Nr. 29). Während seinerzeit der Radiumgehalt der chemisch analysierten Pechblende durch den Vergleich mit frischhergestellten Radiumlösungen erhalten wurde, wurden jetzt die gleichen, durch 8 Jahre aufbewahrten Radiumlösungen mit der gleichen Pechblende verglichen. Es zeigt sich, daß seither keine 1 v. H. erreichende Änderung der radioaktiven Eigenschaften der Lösungen stattgefunden hat.

Das zu radioaktiven Untersuchungen vielfach mit besonderem Vorteil benutzte Emanometer hat zur weiteren Erleichterung der Messung und Erhöhung der Empfindlichkeit eine neue Form erhalten, worüber Prof. Dr. A. Becker auf der Radium-Tagung in Kreuznach (30. April 1922) im Zusammenhang mit allgemeinen Fragen der Emanationsmessung berichtet hat.

[1]) Vergl. hierzu. R. v. Dallwitz-Wegner, Zeitschr. f. techn. Physik **3** (1922), 21.

[2]) S. C. Lind u. L. D. Roberts: New determination of the absolote value of the Radium-Uranium ratio. Journ. Americ. Chemical Society **42** (1920), 1170.

II. Radiologisch-medizinische Untersuchungen.

Die größtenteils durch Anfragen von Seiten der Kliniken gegebenen laufenden Arbeiten wurden fortgesetzt.

Die bereits im vorhergehenden Bericht erwähnte Untersuchung der Heidelberger Solquelle ist vervollständigt worden. Dabei zeigten sich die radioaktiven Eigenschaften der Quelle während der ganzen über mehrere Jahre sich erstreckenden Dauer der Messungen sehr nahe unverändert. Aus größeren Wassermengen bzw. aus den durch deren Eindampfen gewonnenen Salzen ließ sich eine erhebliche Anreicherung des Radiumgehalts erzielen. Die mittels Dichtebestimmung, Verbrennung im elektrischen Flammenbogen, fraktionierte Destillation bei tiefen Temperaturen und Spektralbeobachtung durchgeführte Untersuchung der Zusammensetzung der Quellgase hat einen größeren Umfang angenommen. Neben den Hauptgasen Kohlensäure (20,7 vol. v. H.), Methan (38—39 vol. v. H.) und Stickstoff (34 vol. v. H.) sind namentlich die Edelgase Argon, Helium und Neon festgestellt und quantitativ abgetrennt worden. Die eingehende Veröffentlichung durch den Bearbeiter (Prof. Dr. A. Becker) ist vorbereitet.

Verzeichnis der Veröffentlichungen aus dem Institut

(in zeitlicher Reihenfolge. August 1920 bis August 1922).

Nr. 1: „Über Kathodenstrahlen". Nobelvortrag von P. Lenard. Zweite, durch viele Zusätze vermehrte Auflage. V. W. V. Berlin und Leipzig 1920. (Juli 1920.) — Nr. 2: „Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen". Von C. Ramsauer. 86. Naturf.-Vers. Bad Nauheim 1920. Phys. Zeitschr. **21**, 1920, S. 576—578. — Nr. 3: „Über die Trägererzeugung hochfrequenter Wellenstrahlung in abgeschlossenen Gasräumen". Von A. Becker und H. Holthusen. Strahlentherapie XII, 1921, S. 331. (18. Sept. 1920.) — Nr. 4: „Über die Trägererzeugung hochfrequenter Wellenstrahlung in abgeschlossenen Gasräumen". Von A. Becker und H. Holthusen. Ann. d. Phys. **64**, 1921, S. 625. (9. Okt. 1920) — Nr. 5: „Über Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation". Von P. Lenard. Dritte Auflage, mit einem Zusatz, betreffend die Nauheimer Diskussion. S. Hirzel, Leipzig 1921. (Okt. 1920.) — Nr. 6: „Die lichtelektrische Wirkung unterteilter Lichtquanten". Von C. Ramsauer. Ann. d. Phys. **64**, 1921, S. 750. (12. Nov. 1920.) — Nr. 7: „Über die lichtelektrische Wirkung bei den Erdalkalischwefelphosphoren. Von K. Göggel. Heidelberger Dissertation. (19. Nov 1920.) — Nr. 8: „Über die Dielektrizitätskonstanten der Phosphore und die absoluten Wellenlängen ihrer Dauererregungsverteilungen". Von F. Schmidt. Ann. d. Phys. **64**, 1921, S. 713. (17. Dez. 1920.) — Nr. 9: „Über Kathodenstrahlintensitätsmessung durch feste Kondensatoren". Nach K. Ebeling dargestellt von O. Eisenhut. Sitzungsberichte der Heidelberger Akad. d. Wiss., Math.-Naturw. Klasse, Abt. A, 1921. (31. Dez. 1920.) — Nr. 10: „Über die Zinksulfidphosphore". Von R. Tomaschek. Ann. d. Phys. **65**, 1921,

S. 189. (8. Febr. 1921.) — Nr. 11: „Über Äther und Uräther". Von P. Lenard. Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik XVII, 1921, S. 307. (6. April 1921.) — Nr. 12: „Fragen der Lichtgeschwindigkeit". Von P. Lenard. Astron. Nachr. Nr. 5107, Band 213, Juni 1921. (18. April 1921.) — Nr. 13: „Über glühelektrisch ausgelöste Kathodenstrahlen, Untersuchung derselben und ihre Verwendung zu messenden Versuchen bei großen Strahlgeschwindigkeiten". Von O. Eisenhut. Heidelberger Dissertation. (13. Mai 1921.) — Nr. 14: „Bericht über die Theorie der Wanderungsgeschwindigkeit kraftgetriebener Partikel in reibenden Medien". Von H. F. Mayer. Starks Jahrbuch 18, 1921, S. 201. (23. Mai 1921.) — Nr. 15: „Zur Wasserfalltheorie der Gewitter". Von P. Lenard. Ann. d. Phys. 65, 1921, S. 629. (8. Juli 1921.) — Nr. 16: „Über die Ablenkung eines Lichtstrahls von seiner geradlinigen Bewegung durch die Attraktion eines Weltkörpers, an welchem er nahe vorbeigeht". Von J. Soldner, 1801. Mit einer Vorbemerkung von P. Lenard. Ann. d. Phys. 65, 1921, S. 593. (21. Juli 1921.) — Nr 17: „Über Zentren und räumliche Verteilung der Lichtemission der Metalle, besonders im elektrischen Bogen". Von A Hörnle. Starks Jahrbuch 18, 1921, S. 297. (25 Juli 1921.) — Nr. 18: „Über Äther und Uräther". Von P. Lenard. S. Hirzel, Leipzig 1921. (Aug. 1921.) (Vermehrter Neudruck von Nr. 11.) — Nr 19: „Experimentelle Atomistik". Von P. Lenard. Vortrag vor der Helmholtz-Gesellschaft zur Förderung der physikalisch-technischen Forschung in Jena am 17. Sept. 1921. Zeitschr. des Vereins deutscher Ingner 1921, Heft 49, S. 1253/59. — Nr. 20: „Über die Beständigkeit der Phosphoreszenzzentren". Von H. Kuppenheim. Heidelberger Dissertation. (Eingereicht am 11 Nov. 1921) — Nr. 21: „Leuchtdauer der Spektrallinien im erlöschenden Bogen". Von C. Ramsauer und F. Wolf. Ann. d. Phys. 66, 1921, S. 373. (1. Dez. 1921) — Nr. 22: „Über die Kupferbanden der Erdalkalisulfidphosphore". Von K. Gerard. Heidelberger Dissertation. (2. Dez. 1921.) — Nr. 23: „Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen". I. Fortsetzung. Von C. Ramsauer. Ann. d. Phys. 66, 1921, S. 546. (22. Dez. 1921.) — Nr. 24: „Über die lichtelektrische Wirkung bei den Erdalkalischwefelphosphoren. Von K. Göggel. Ann. d. Phys. 67, 1922, S. 301. (13. Febr. 1922.) — Nr. 25: „Über die Massenproportionalität der Kathodenstrahlabsorption bei mittleren Geschwindigkeiten". Von A. Becker. Ann. d. Phys. 67, 1922, S. 428. (30. März 1922.) — Nr. 26: „Über die Lichtwirkung auf Zinksulfid". Von P. Lenard. Ann d. Phys. 68, 1922, S 553. (22. April 1922.) — Nr. 27: „Zur Kenntnis der Borsäurephosphore". Von R. Tomaschek. Ann. d. Phys 67, 1922, S. 612. (24. April 1922.) — Nr. 28: „Über erregende Absorption und Tilgung der Phosphore". Von E. Rupp. Heidelberger Dissertation. (26. Mai 1922.) — Nr. 29: „Über die Haltbarkeit von Radiumlösungen". Von A. Becker. Zeitschr. f. anorg. Chemie 124, 1922, S. 143. (25. Juli 1922.) — Nr. 30: „Über radioaktive Normalpräparate als Grundlage der Emanationsmessung". Von A. Becker. Strahlentherapie 14, 1922, S. 707. (Juli 1922.) — Nr 31: „Über Äther und Uräther". 2. Auflage von Nr. 18, mit einem „Mahnwort an deutsche Naturforscher". S. Hirzel, Leipzig 1922. (Juli 1922.)

Heidelberg, Radiologisches Institut,
Anfang August 1922.

(Eingegangen am 17. November 1922.)

Über einige merkwürdige Eigenschaften der Gase.[1])

Von Friedrich Wächter.

In einer früheren Publikation[2]) hat der Verfasser dieser Zeilen auf drei merkwürdige Eigenschaften der gasförmigen Substanzen hingewiesen, welche bisher wenig oder gar keine Beachtung fanden. Diese drei Eigenschaften sind die folgenden:

1. Wenn sich irgendein Körper innerhalb einer Gasatmosphäre bewegt, so gibt es eine bestimmte, maximale Geschwindigkeit, die nicht überschritten werden kann, weil der Widerstand des Gases gegenüber dieser „kritischen" Geschwindigkeit unendlich groß wird.

2. Wenn sich ein Körper mit einer Geschwindigkeit bewegt, welche der „kritischen" Geschwindigkeit nahe kommt oder dieselbe erreicht, so können die Gasmoleküle jener Gasatmosphäre, innerhalb welcher diese rasche Bewegung erfolgt, dem auf sie ausgeübten Druck seitlich nicht mehr ausweichen. Die Gasmoleküle werden daher — für die kurze Dauer des Momentanstoßes — so nahe aneinander gedrückt, daß sie in den Bereich der Molekularanziehung gelangen, sonach in festen Aggregatszustand übergehen, in welchem Zustand dieselben — wie jeder feste Körper — transversale Lichtschwingungen aussenden können.

3. In einem Gravitationsfeld von bestimmter Intensität gibt es für jedes spezielle Gas eine spezielle Grenztemperatur, oberhalb welcher das betreffende Gas scheinbar imponderabel ist.

Es ergibt sich nun die Frage: wie diese Erscheinungen experimentell nachgewiesen und begründet werden können? Soweit diese Frage nicht bereits in der eingangs zitierten, kurzen Notiz beantwortet wurde, soll dies nachstehend in gedrängter Kürze geschehen. Um nachzuweisen, daß es für jedes beliebige Gas (bei einer bestimmten Dichte und bestimmten Temperatur desselben) eine bestimmte „kritische" Geschwindigkeit gibt, welcher gegenüber das betreffende Gas einen unüberwindbar großen Widerstand erlangt — und ein solcher Widerstand ist ja, praktisch genommen, einem unendlich großen Widerstand gleichwertig zu erachten — ist man in erster Linie auf Versuche mit Sprengstoffen angewiesen, denn nur solche vermögen hinreichend große Geschwindigkeiten zu erzeugen. Unter besonderen Umständen können in zweiter Linie auch Versuche mit Schußwaffen herangezogen werden und endlich Beobachtungen

[1]) Obwohl eine Reihe von physikalischen Urteilen des Verfassers zum Widerspruch auffordert, hat die Schriftleitung sich zum im wesentlichen unveränderten Abdruck des nachstehenden Aufsatzes entschlossen, weil er in vieler Hinsicht beziehungsreich mancherlei Anregungen bieten dürfte.

[2]) Die Naturwissenschaften 1921, Heft 15, S. 250.

an Meteoren, die sich mit kosmischen Geschwindigkeiten bewegen.

Wir wollen zunächst von folgender Betrachtung ausgehen. Irgendwo auf freiem Felde befinde sich eine vertikal stehende Ziegelmauer, etwa 5 m lang, ebenso hoch und von 30 bis 40 cm Dicke. Längs dieser Mauer hänge an einem Draht ein Sack oder eine Pappschachtel mit 2 oder 3 kg Schwarzpulver derart herab, daß zwischen Mauer und Pulversack noch ein freier Raum von 20 bis 30 cm bleibe. Wenn nun das Schwarzpulver zur Explosion gebracht wird, so entsteht wohl an der Mauer ein großer, schwarzer Fleck, aber weiter erleidet dieselbe keinen Schaden. Man wird dies sehr begreiflich finden, denn die Pulvergase können sich ja ungehindert in der Atmosphäre ausbreiten und haben daher keinen Anlaß, einen starken Druck auf die Mauer auszuüben.

Ganz anders verhält sich dies hingegen, wenn man anstatt des Schwarzpulvers 2 oder 3 kg Dynamit, Knallquecksilber oder Ekrasit in gleicher Weise zur Explosion gebracht hätte. Dann würde in der Ziegelmauer ein mächtig großes Loch entstehen. Wodurch erklärt sich nun dieses so ganz verschiedenartige Verhalten, welches allen Sprengtechnikern zur Genüge bekannt ist? Offenbar beruht die Durchschlagskraft der brisanten Sprengstoffe auf einer viel größeren Explosionsgeschwindigkeit, als bei den Schießpulversorten, insbesondere als bei dem alten Schwarzpulver. Man kann sich diesbezüglich nun zweierlei verschiedene Vorstellungen machen.

Zunächst könnte man vermuten, daß die Explosionsgase bei der Detonation eines brisanten Sprengstoffes mit so großer lebendiger Kraft gegen die Mauer anprallen, daß die Festigkeit des Mauerwerks nicht ausreicht, um dem heftigen Stoß zu widerstehen und die Mauer daher gerade so durchlocht wird, als wenn eine Kanonenkugel mit gleicher lebendiger Kraft angeprallt wäre. In diesem Fall müßte die Durchschlagskraft einer frei hängenden oder frei aufliegenden (also nicht verdämmten) Sprengpatrone von dem jeweilig herrschenden Luftdruck ziemlich unabhängig sein, resp. mit abnehmendem Luftdruck eher größer werden, wie ja auch eine Kanonenkugel eine größere lebendige Kraft haben würde, wenn sie in sehr verdünnter Atmosphäre auf ein Ziel auftreffen würde, weil sie unterwegs einen erheblich geringeren Luftwiderstand fände, als bei normalem Luftdruck. Das kann aber durch Laboratoriumsversuche einer näheren Untersuchung unterzogen werden. Es ist hierzu nicht notwendig, mit Sprengstoffmengen zu operieren, die nach Kilogrammen zählen. Wenn man eine 2 g-Knallquecksilberkapsel, wie solche in der Sprengtechnik als Initialzündmittel verwendet werden, auf einen Tisch frei auflegt und dann elektrisch zündet, so wird in das Tischbrett ein Loch geschlagen; 2 g Schwarzpulver würden hingegen gar keine Wirkung auf ein ebensolches Brett ausüben. Man kann sogar auf 0,1 und 0,05 g Sprengstoff herabgehen und konstatieren, daß ein dünnes Glimmerblättchen oder Zeichenpapier bei der Explosion durchlocht wird, während die gleiche und selbst eine erheblich größere Menge Schwarzpulver das nämliche Glimmerblättchen oder Zeichenpapier nicht durchlocht.

Solche Versuche, mit so ganz geringen Mengen Sprengstoff, können aber auch in dem Rezipienten einer Luftpumpe ohne Schwierigkeit ausgeführt werden. Es zeigt sich dann, wie in der eingangs angeführten Notiz mitgeteilt wurde, daß bei einer geringen Dichte des Gases die Explosion eines Sprengstoffes keine Durchbrechung des Zeichenpapiers hervorbringt. Bei Verwendung von Kupferacetylen als Sprengstoff und zwar bei Mengen von 0,05 bis 0,08 g — je nach der Stärke des verwendeten Papiers oder dünnen Kartons — hörte das Durchlochen in atmosphärischer Luft bei 40 bis 50 mm Quecksilbersäule auf; in Wasserstoffgas bei ca. 70 mm; in Kohlensäure bei 25 bis 30 mm. Diese Zahlen haben natürlich nur relative Bedeutung, denn sie hängen von der Festigkeit des verwendeten Materials ab und würden wesentlich anders sein, wenn man anstatt Zeichenpapier oder dünnem Karton etwa Bleifolie oder ein Stahlblech durchlochen wollte.

Die Versuche zeigen jedoch deutlich, daß die Durchlochung bei Explosion eines frei aufgelegten Sprengstoffes nicht in der gleichen Weise erfolgt, wie beim Durchschießen mit einer Kugel aus Eisen oder einem anderen Metall, sondern infolge der sogenannten „Verdämmung". Die Verdämmung eines Sprengstoffes besteht bekanntlich darin, daß man die Explosionsgase verhindert, sich in der Atmosphäre auszubreiten, indem der Sprengstoff in ein enges Bohrloch eingefüllt und dessen Öffnung dann verschlossen wird. Da beispielsweise bei Nitroglycerin die Gasmenge im Momente der Explosion ein ca. 10000 mal größeres Volumen einnimmt als der flüssige Sprengstoff, so entsteht dann naturgemäß ein enorm hoher Druck.

Wenn aber ein Sprengstoff frei liegt, dann erzeugt er sich selbst eine Verdämmung, indem er die umgebende, atmosphärische Luft sehr rasch zurückdrängt und zusammenpreßt. Die praktische Erfahrung lehrt dann, daß derart zusammengepreßte Luft einen größeren Widerstand erlangt, als eine Ziegelmauer oder sogar als ziemlich starke Stahlrohre. Es ist ja eine allbekannte Sache, daß man die Mündung eines Infanterigewehres nicht durch einen Stöpsel oder auch nur durch feuchte Erde verschließen darf, ohne zu gewärtigen, daß der stählerne Gewehrlauf beim Abfeuern in Stücke reißt. Diese Erscheinung ist wohl nur dadurch erklärlich, daß der Widerstand der den Gewehr-

lauf verschließenden Substanz größer ist, als die Zerreißfestigkeit des stählernen Gewehrlaufes. Wenn die relativ geringe Geschwindigkeit der Gewehrkugel von 600 bis 900 m ausreicht, der Verschlußmasse einen so überraschend hohen Widerstand zu erteilen, so muß in freier Atmosphäre ein Stoß viel rascher erfolgen, da es hier die viel massenärmere Luft ist, die den hohen Widerstand erlangen soll. Tatsächlich haben die Sprengstoffe Explosionsgeschwindigkeiten von 3000 bis 7000 m und vielleicht noch darüber.

In sehr verdünnter Atmosphäre und in einem spezifisch leichten Gase ist daher eine noch größere Geschwindigkeit erforderlich, um einen sehr hohen Widerstand des Gases zu erzeugen. Ein solcher Fall ist beim Abstürzen von Meteoren gegeben. Nach zahlreichen Beobachtungen leuchten die Meteore gewöhnlich in Höhen von 120 bis 150 km zuerst auf und langen dann nach wenigen Sekunden Flugdauer in Höhen von 80 bis 90 km an ihrem „Hemmungspunkte" an, wo sie unter Entwicklung eines intensiven Lichtes und zumeist einer sehr heftigen Detonation plötzlich stehen bleiben und dann langsam vertikal zu fallen beginnen, nachdem sie sich vorher mit Geschwindigkeiten von 30000 bis 70000 m/sec bewegt haben. In so großen Höhen dürfte die Atmosphäre unserer Erde aber fast ausschließlich aus Wasserstoffgas und Helium bestehen.

Es ergeben sich da eine Reihe ganz merkwürdiger Erscheinungen, die alle nur dadurch erklärlich werden, daß die Gase gegenüber einer bestimmten „kritischen" Geschwindigkeit einen unendlich großen Widerstand erlangen würden. Man sollte glauben, es sei selbstverständlich, daß ein Geschoß eine um so längere Flugbahn hat, je größer seine Anfangsgeschwindigkeit ist. Wie Ed. Weiss[1]) dargelegt hat, zeigt sich aber bei Meteoren gerade das Gegenteil: dieselben gelangen um so schneller zum Stillstand, mit je größerer Geschwindigkeit sie in die Atmosphäre eingetreten sind. Bei der berühmten deutschen Fernkanone, welche eine Schußweite von 120 km erreichte, betrug die Anfangsgeschwindigkeit 1,5 km und die Flugzeit gegen 200 Sek. Die Anfangsgeschwindigkeit der Meteore ist 20 bis 40 mal größer, ihre Flugzeit aber nur 4 bis 10 Sek., also 20 bis 50 mal kleiner! Das ist doch eine höchst auffallende Tatsache; um so mehr wenn man in Betracht zieht, daß sich das Projektil der deutschen Fernkanone zum Teil in der sehr dichten Atmosphäre zunächst der Erdoberfläche bewegte, die Meteore dagegen in 100 bis 150 km Höhe, woselbst die Luft so verdünnt ist, wie in einer Geißlerschen Röhre.

Bei einer Fluggeschwindigkeit von 7 bis 9 km pro Sekunde müßte, in einem luftleeren Raum, ein horizontal abgeschossener Körper die Erdoberfläche unaufhörlich umkreisen, ohne jemals auf die Erde herabfallen zu können. Auf 100 km Höhe der Atmosphäre ist aber schon nahezu luftleerer Raum vorhanden; man sollte daher vermuten, daß Meteore mit 30 bis 70 km Anfangsgeschwindigkeiten den Erdumfang mindestens einigemal umkreisen würden, bevor sie so viel an ihrer Geschwindigkeit einbüßen, um herabzustürzen. Anstatt dessen lehrt die Beobachtung, daß die Flugdauer gewöhnlich nur 4 bis 7 Sek. beträgt und es höchst seltene Ausnahmen sind, wenn die Flugzeit 15 bis 20 Sek. beträgt und der Meteorstein in dieser Zeit 300 oder 400 km zurücklegt.

Eine sehr charakteristische Erscheinung ist es auch, daß an dem Hemmungspunkte eine leuchtende Kugel entsteht, deren Volumen viele tausendmal größer sein muß als das Volumen des Meteorsteines. Über die Ursache dieser Lichterscheinung sind seitens der Astronomen schon verschiedene Vermutungen ausgesprochen worden, die aber kaum zutreffend sein dürften.

Auf Grund von Beobachtungen bei Schieß- und Sprengversuchen glaube ich hierfür folgende Erklärung geben zu können. Wie nachstehend noch erörtert werden soll, zeigt sich bei Sprengversuchen in dunkler Nacht die Erscheinung des sogenannten „pneumatischen Feuerzeuges" in großem Maßstabe; d. h. die Luft wird durch den plötzlichen Stoß der Explosionsgase auf mehrere hundert Atmosphären zusammengepreßt und leuchtet dann so intensiv auf, daß auf einer photographischen Platte das Bild einer mächtigen Flamme erscheint, trotzdem die Dauer dieser Lichterscheinung weit unter ein zehntausendstel Sekunde liegen dürfte.

Bei dem Absturz eines Meteors werden aber die Gase der obersten Atmosphärenschichten gewiß nicht weniger zusammengepreßt, als bei Explosion eines Sprengstoffes. Meteore von 10 kg Gewicht sind nicht allzu selten; wenn ein solcher Meteorstein mit einer Geschwindigkeit von 50 km in die Atmosphäre eintritt, so besitzt er eine lebendige Kraft von mehr als 1200 Millionen Kilogrammmeter und diese außerordentliche mechanische Arbeitsmenge wird von leichtem Wasserstoff- und Heliumgas, welches unter einem Gasdruck von etwa 0,02 bis 0,04 mm steht, auf einem kurzen Wege aufgezehrt! Wie dicht müssen diese Gase vor dem kleinen Meteorstein zusammengepreßt sein, um denselben plötzlich zum Stillstand zu bringen?[1])

Dazu kommt noch, daß die Meteore während des Fluges unzweifelhaft sehr hohe elektrische Ladung erlangen, denn schon Kanonenkugeln, die

[1]) Astronomie Littrow-Weiss, 8. Aufl., Berlin 1897, S. 601.

[1]) Hier ist anzumerken, daß doch auch wohl Reibungskräfte eine Rolle spielen. Die Schriftleitung.



sich mehr als hundertmal langsamer bewegen, erlangen schon ganz beträchtliche elektrische Ladungen. Dies konnte der Verfasser konstatieren, als Herr Radokovics den Vorschlag machte, die Fluggeschwindigkeit von Gewehr- und Geschützprojektilen dadurch zu messen, daß ein geeichter Plattenkondensator durch ein Geschoß teilweise entladen und die Restladung gemessen wurde. Beim Schießen mit Gewehren gab diese Methode recht gute Resultate, aber beim Schießen mit Kanonen zeigte sich, daß der Plattenkondensator nach dem Schuß nicht teilweise oder gänzlich entladen war, wie man erwarten sollte, sondern eine 20 bis 30 mal höhere Ladung hatte, als vor dem Schuß, weil er durch die Kanonenkugel aufgeladen wurde, und zwar um so stärker, je größer die Geschwindigkeit des Projektiles und je trockener die Atmosphäre war.

Wenn also eine Kanonenkugel, die sich nur mit 400 bis 600 m pro Sekunde bewegt, eine elektrische Ladung von ca. 100 Volt erlangt, wie hoch muß dann das Potential der Ladung eines Meteorsteines sein, welcher sich mit 30000 bis 70000 m pro Sekunde bewegt? Und wenn dann ein solcher Meteorstein plötzlich stehenbleibt und seine große elektrische Ladung an eine Wolke aus höchstmöglich zusammengepreßtem, glühendem Wasserstoff- und Heliumgas abgibt, dann kann man sich über eine intensive Lichterscheinung von großem Umfang wohl kaum wundern.

Während also die Explosion von Sprengstoffen zeigt, daß die atmosphärische Luft gegenüber den sehr rasch bewegten Molekülen der Explosionsgase einen enorm hohen Widerstand erlangt, zeigt die Erscheinung der Meteore und Feuerkugeln, daß auch feste Körper von gewissen Dimensionen — bei genügend rascher Bewegung — in gasförmiger Atmosphäre einen sehr beträchtlichen Widerstand erfahren können.

Wir wollen nun die zweite Erscheinung etwas näher erörtern. Wenn man zwei Dynamitpatronen von je 200 g Sprengstoff, in freier Luft an zwei Drähten, in einem Abstand von ca. 1 m voneinander, aufhängt und dann durch elektrische Zündung vollkommen gleichzeitig zündet, und zwar bei dunkler Nacht, um die Explosionserscheinung mittels eines photographischen Apparates in einem Bilde fixieren zu können, so zeigt die photographische Platte drei Flammenerscheinungen, zwei kleine Flammen rechts und links, an welchen man noch die Form der verbrennenden Patrone erblicken kann, und in der Mitte zwischen den beiden Patronen eine meist sehr große, unregelmäßig geformte Flammenerscheinung.

Diese letztere kann offenbar nur davon herrühren, daß die Luft (wie auch vielleicht die Explosionsgase) zwischen den beiden Patronen so heftig zusammengepreßt wird, daß sie in helle Glut gelangt. Diese mittlere Flamme tritt jedoch nicht auf, wenn die Explosion der beiden Sprengpatronen nicht vollkommen gleichzeitig erfolgte. Wenn man daher die Zündung der beiden Patronen mittels elektrischen Glühzündern bewirkt, bei welchen ein sehr dünner Platindraht durch einen elektrischen Strom bis zur Weißglut erhitzt wird und dadurch die ihn umgebende, mit Zündsatz bestreute Schießbaumwolle zur Entflammung bringt, so erhält man in der Regel kein Flammenbild in der Mitte, weil derlei Glühzünder sehr verschieden rasch zur Explosion gelangen und manchmal Zeitdifferenzen bis zu $^1/_{10}$ Sekunde ergeben. Man muß daher sog. Spaltzünder mit sehr heftig detonierendem Zündsatz anwenden und dieselben durch die Entladung einer nicht zu kleinen Leydnerflasche zur Exlplosion bringen. In diesem Fall betragen die Zeitdifferenzen kaum einige Milliontel von Sekunden, wovon man mittels eines Siemenschronographen sich überzeugen kann.

Richtet man bei Nacht einen Spektralapparat auf die Mitte zwischen den zwei Sprengpatronen, so bemerkt man im Momente der Explosion das Aufblitzen eines sehr intensiven kontinuierlichen Spektrums. Diese Erscheinung kann kaum überraschen. Einerseits enthalten ja die meisten Sprengstoffe, wie Nitroglyzerin, Nitrozellulose, Nitrotoluol, Pikrinsäure usw., alle Kohlenstoff, welcher möglicherweise nicht vollständig verbrennt oder wenigstens im Moment der Explosion als fester Kohlenstaub ausgeschieden wird. Bei Ekrasit ist dies bestimmt der Fall, wie schon die tiefschwarze Explosionswolke zeigt. Dann enthalten die Explosionsgase auch feste Stoffteilchen, wie z. B. Kieselgur beim Dynamit, und auch stets zu feinem Staub zerrissene Teilchen der Patronenhülsen; endlich enthält die Atmosphäre immer mehr oder weniger feste Staubteilchen.

Alles dies würde das Entstehen eines kontinuierlichen Sprektrums erklären. Wenn man aber kein mittleres Flammenbild auf der photographischen Platte erhält, dann blitzt auch kein kontinuierliches Spektrum auf, und dieser Umstand erweckt schon einigen Zweifel, daß feste Kohlenstoff- und Staubteilchen das kontinuierliche Spektrum erzeugen. Andererseits muß man sich aber wohl erinnern, daß schon Frankland[1]) zeigte, daß eine Wasserstoffflamme, welche in Luft verbrannt kaum leuchtet, in Sauerstoff von 10 Atmosphären Druck verbrannt, hell leuchtet und ein ganz kontinuierliches Spektrum liefert. Ebenso hat bekanntlich A. Wüllner[2]) nachgewiesen, daß Wasserstoffgas schon bei 1200 mm Druck ein kontinuierliches Spektrum ergibt; Sauerstoff zeigte in Rot und Gelb ein kontinuierliches Spek-

[1]) Liebigs Ann. d. Chem., Supplem.-Bd. 6, 1868.
[2]) Poggend. Ann., Bd. 137, 1869 und Bd. 144, 1871.

trum, in Grün, Blau und Violett hingegen das Linienspektrum.

Diese Tatsache ist besonders bemerkenswert, denn man könnte sonst vermuten, das kontinuierliche Spektrum sei bei den Versuchen A. Wüllners dadurch entstanden, daß bei dem relativ hohen Druck von 1,5 bis 3 Atmosphären, unter welchem die Gase standen, durch den elektrischen Funken feste Elektrodenteilchen in glühendem Zustande abgerissen worden seien und diese das kontinuierliche Spektrum erzeugt hätten. Wenn aber das Spektrum nur teilweise kontinuierlich erscheint, so ist diese Möglichkeit wohl ausgeschlossen. Ebenso kann bei dem Franklandschen Versuch mit der Wasserstoffflamme wohl kaum von festen Stoffteilchen in der Flamme die Rede sein.

Es ist danach ziemlich selbstverständlich, daß bei einem Druck von weit über 100 Atmosphären, wie er bei Explosion von Sprengstoffen auftritt, die Gase der atmosphärischen Luft auch ein kontinuierliches Spektrum aussenden, wenn dies schon bei 2 und 3, resp. bei 10 Atmosphären so deutlich der Fall ist. Man wird auch kaum im Zweifel darüber sein können, wie diese Erscheinung zu erklären ist.

Ohne auf den inneren Bau der Moleküle und den Mechanismus der Lichtemission näher einzugehen — über welche beiden Fragen man verschiedener Meinung sein kann — sprechen die experimentellen Tatsachen an sich deutlich genug. Wenn man beispielsweise Ätzkalk mittels eines Platindrahtes in einem Bunsenbrenner hält und mit Salzsäure betupft, dann erblickt man ein Linienspektrum; betrachtet man aber direkt den glühenden Ätzkalk, so sieht man ein kontinuierliches Spektrum. Das besagt doch nichts anderes als: einzelne, isoliert voneinander stehende Gasmoleküle senden nur einige bestimmte Wellenlängen aus, wenn aber mehrere Moleküle sich aneinander schließen, indem dieselben in dem Anziehungsbereich der Kohäsion oder Molekularattraktion gelangen, dann ergeben sich für die kleinsten Stoffteilchen andere und viel zahlreichere Gleichgewichtslagen und diesen entsprechen viel zahlreichere oder scheinbar unendlich viele verschiedene Wellenlängen. Wenn aber eine Substanz teilweise aus einzelnen Molekülen, teilweise aus Molekülaggregaten besteht — und solche Substanzen sind ja bekanntlich die Dämpfe —, dann kann gleichzeitig ein kontinuierliches Spektrum und einzelne Linien sichtbar sein, wie dies A. Wüllner von dem Stickstoffgasspektrum bei hohem Druck beschreibt. Es ist dann lediglich davon abhängig, inwieweit die Anzahl der einzelnen freien Gasmoleküle oder die Anzahl der Molekülaggregate eine überwiegend große ist, ob das kontinuierliche Spektrum so lichtschwach ist, daß man das Linienspektrum (d. h. die hellen Emissionslinien, nicht die dunklen Absorptionslinien) noch wahrnehmen kann oder ob das kontinuierliche Spektrum so intensiv und die einzelnen hellen Linien so lichtschwach sind, daß man letztere nicht mehr wahrnimmt. Dieser Fall ist wohl bei der Franklandschen Wasserstoffflamme bei 10 Atmosphären Druck gegeben.

Bekanntlich[1 u. 2]) ist diejenige Geschwindigkeit, welche man als die „Explosionsgeschwindigkeit" eines entzündlichen Gasgemisches bezeichnet, nichts anderes als die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Explosionswelle in dem betreffenden Gase. Für ein Gemenge von $H_2 + O$ wurde von Berthelot eine Geschwindigkeit der Explosionswelle von 2810 m, von Dixon 2821 m gefunden; für $CH_4 + 4O$ von Berthelot 2287 m, von Dixon 2322 m; ebenso liegen die Geschwindigkeiten für sechs andere Gasgemische in ähnlichen Grenzen.

Wenn nun ein fester oder flüssiger Sprengstoff, wie Knallquecksilber, Nitroglyzerin oder Nitromannit mit einer Geschwindigkeit von 2500 bis 7700 m in einem nicht entzündlichen Gasgemisch, z. B. in atmosphärischer Luft explodiert, so kann man wohl nicht erwarten, daß die Explosionswelle sich dann nur mit der Geschwindigkeit des Schalles fortpflanzen werde. Tatsächlich haben die Versuche von Berthelot dargelegt, daß die Explosionsgeschwindigkeit gasförmiger, explosiver Gemische eine für dieselben etwa in gleicher Weise charakteristische Größe ist, wie die Schallgeschwindigkeit für eine bestimmte Gasart und ebenso, wie diese, von dem Gasdruck unabhängig ist.

Mit welcher Geschwindigkeit sich jedoch die Explosionswellen bei Detonation flüssiger oder fester Sprengstoffe im Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff usw. oder in freier Luft fortpflanzen, ist derzeit unbekannt. Eine Reihe praktischer Erfahrungen weist nur daraufhin, daß die Fortpflanzung von Explosionsstößen in freier Luft durch stehende Wellen und mit sehr großer Geschwindigkeit erfolgt. Für die wellenförmige Ausbreitung von Explosionsstößen sprechen die anläßlich der Explosion von Sprengmitteldepots wiederholt gemachten Beobachtungen, daß in verschiedenen Entfernungen von einem Explosionsorte die Fensterscheiben von Wohngebäuden abwechselnd entweder in die Wohnräume hineingeschleudert werden und die darin befindlichen Personen verletzten, oder daß die Fensterscheiben auf die Straße hinausgesaugt werden, in welchem Fall keine Verletzungen und Beschädigungen durch Glassplitter vorkommen. Dazwischen gibt es in der Regel auch bestimmte Entfernungen, bei welchen überhaupt die Fensterscheiben eines Gebäudes nicht zerbrochen werden.

---

[1]) Berthelot, Compt. rend. **93** (1881), S. 18.
[2]) W. Nernst, Theoret. Chemie, 6. Aufl., Stuttgart 1909, S. 684—687.



Beobachtungen dieser Art konnte der Verfasser dieser Zeilen anläßlich der furchtbaren Explosionskatastrophe machen, welche sich am 16. Juni 1917, nachts 2 Uhr, auf dem Steinfeld bei Wiener-Neustadt ereignete, wobei mehr als $2^1/_2$ Millionen Kilogramm Sprengstoffe zur Explosion gelangten; aber auch die Explosion eines Magazines mit ca. 230000 kg Nitrozellulosepulver und Sprengstoffen im Frühjahr 1913 auf demselben Steinfeld zeigte ähnliche Erscheinungen.

Die erstgenannte Explosion war so furchtbar, daß sogar in Wien auf eine Entfernung von 35 bis 40 km Luftlinie zahlreiche Glasscheiben zerschmettert wurden. Dies war um so auffallender, als die Detonation in Wien nicht so intensiv hörbar war, wie etwa bei einem Blitzschlag, der 200 bis 400 m von einem Beobachter erfolgt. In einem solchen Fall ist bekanntlich der dem Blitz fast unmittelbar folgende Donner ungemein stark, aber Fensterscheiben werden hierbei nur selten zerbrochen.

In der Pulverfabrik Blumau, deren nächstgelegene Gebäude ungefähr 4 km, deren entfernteste Häuser aber mehr wie 8 km von dem Explosionsorte entfernt waren, konnte man ganz deutlich konstatieren, daß in bestimmten Abständen von dem Explosionsherd die Glassplitter der zerbrochenen Fensterscheiben in den Fabriksräumen lagen und zahlreiche Arbeiter und Arbeiterinnen verletzt hatten. In anderen Fabrikslokalen, die weiter oder entfernter lagen, fand man im Innern der Gebäude aber keine Glassplitter; die zerbrochenen Fensterscheiben waren auf die Gasse hinausgesaugt worden.

Der etwa 3 km vom Explosionsherd entfernte Ort Siegersdorf war fast ganz zerstört. Die meisten Hausdächer lagen auf der Straße und die Gebäudewände waren vielfach wie Kartenhäuser niedergelegt worden, obwohl dieser Ort durch mehrfache Baumreihen von der Explosionsstelle getrennt war. An einem ganz freistehenden, weniger als 2 km entfernten Gebäude, dem sog. großen Mittel, war hingegen merkwürdigerweise gar keine Beschädigung erfolgt, man bemerkte kaum hier und da eine zerbrochene Fensterscheibe. Noch erstaunlicher erschien es, daß kaum 300 m von der Explosionsstelle ein Laternenmast (von vielen im Umkreise befindlich gewesenen der einzige) unversehrt stehen blieb und auch die daran befestigte Glaslaterne und der so sehr leicht durch Erschütterung zerbrechliche Auersche Gasglühlichtkörper unbeschädigt waren.

Diese merkwürdigen Erscheinungen, welche noch durch viele andere Beobachtungen ergänzt werden könnten, dürften wohl mit einer stehend wellenförmigen Ausbreitung des Explosionsstoßes in Verbindung stehen. Verschiedene Personen, die sich zur Zeit der Explosion auf der Straße in Baden (15 km) und in Mödling (21 km) befanden, teilten auch mit, sie hätten zuerst ein eigentümliches Sausen in der Luft wahrgenommen, dann ein Klirren der zerbrochenen Fensterscheiben und erst eine Weile später wäre die furchtbare Detonation erfolgt.

Wissenschaftliche Untersuchungen über eine direkte Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Wellenlänge bei Explosionen sind dem Verfasser dieser Zeilen nicht bekannt[1]); derartige Versuche wären aber von hohem Interesse. Es sei hierzu folgendes bemerkt. Gegen die Anschauung von Berthelot, daß sich in einem Knallgasgemisch von Sauerstoff und Wasserstoff die Explosionswelle mit einer Geschwindigkeit von ca. 2820 m fortpflanze, hat — meines Wissens — noch niemand Einsprache erhoben. Im Gegenteil haben W. Will, W. Nernst und andere Forscher sich damit vollkommen einverstanden erklärt.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 2820 m könnte man sich nun in der Weise gegeben denken, daß im Sauerstoffgas sich die Explosionswelle mit 1128 m, im Wasserstoffgas, viermal so schnell, mit 4512 m fortpflanze; das arithmetische Mittel wäre dann 2820 m. Wenn man eine Seifenblase mit Knallgas füllt, dann würde also innerhalb der Seifenblase ein Gemisch von Sauerstoff und Wasserstoff, außerhalb derselben ein Gemisch von Sauerstoff und Stickstoff vorhanden sein. Wenn aber innerhalb der Seifenblase im Sauerstoffgas sich der Explosionsstoß mit 1128 m Geschwindigkeit ausbreiten würde, dann wäre es doch kaum möglich und denkbar, daß sich der nämliche Explosionsstoß in dem Sauerstoff außerhalb der Seifenblase mit einer anderen Geschwindigkeit fortpflanzen würde. Ebenso undenkbar wäre es, zweierlei Arten von longitudinalen Wellen anzunehmen, solche die sich im Sauerstoffgas mit 328 m, und andere, die sich mit etwa 1128 m Geschwindigkeit fortpflanzen. Letztere könnten doch nur Transversalwellen sein.

Wenn man nun nicht allzu kleine, mit Knallgas gefüllte Seifenblasen zur Explosion bringt und sich bemüht, die Tonhöhe des Knalles dem Ohr einzuprägen, so wird man finden, daß dieselbe ungefähr am Ende der sog. großen Oktave oder am Beginn der kleinen Oktave liegt, also etwa um 130 Schwingungen pro Sekunde herum. Setzt man nun in der Formel $c = \lambda n$, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit $c = 1128$ m und $n = 130$, so ergibt sich die Wellenlänge $\lambda = 8{,}6$ m, welche Vermutung sich vielleicht auf experimentellem Wege ermitteln ließe. Dem Verfasser dieser Zeilen steht kein geeignetes Laboratorium zur Verfügung,

[1]) Auf Hinweis der Schriftleitung hat Herr Wächter der Arbeit von W. Wolff, Ann. d. Phys. 69 (1899), einige Bemerkungen am Schluß des vorliegenden Aufsatzes gewidmet.



da er sonst schon versucht hätte diesbezügliche Messungen auszuführen.

Wer vielfach Gelegenheit gehabt hat, die Detonationen von großen, kleinen und mittleren Quantitäten Sprengstoff wahrzunehmen, dem dürfte kaum entgangen sein, daß eine Explosion einen um so dumpferen, tieferen Ton erzeugt, je größer die explodierte Menge des Sprengstoffes ist. Man kann auch gleichsam von einer Art Klangfarbe sprechen und vor ca. 30 Jahren wußte wohl jeder Artillerist — nach der Art des Schalles — ob eine Kanone mit Schwarzpulver oder mit Nitrozellulosepulver abgeschossen worden war. Ebenso kann das geübte Ohr eines Sprengtechnikers aus der Ferne unterscheiden, ob eine Explosion von Dynamit, Ekrasit oder Knallquecksilber herrührt und wie groß ungefähr die Menge des Sprengstoffes war.

Betrachtungen ähnlicher Art zeigen, aus welchem Grunde es wohl nicht so leicht ist, transversale Wellen in gewöhnlichen Gasen nachzuweisen. Wenn beispielsweise eine Stimmgabel 435 Schwingungen pro Sekunde macht, so ist es ganz ohne Einfluß auf diese Schwingungszahl, ob die Stimmgabel von Luft, Wasserstoff oder Kohlensäure umgeben ist. In diesem Fall ändert sich nur die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und die Wellenlänge der Schallwellen. Genau das gleiche gilt offenbar, wenn etwa Wasserstoffatome oder irgendwelche anderen Atome Schwingungen aussenden, welche pro Sekunde 400 bis 800 billionenmal stattfinden. Ob solche Atome von Luft, Wassesstoff, Helium usw. oder nur von Luftäther umgeben sind, kann gar keinen Einfluß auf die Schwingungszahl haben. Wenn Sauerstoff oder andere Gase solche Lichtschwingungen durch Transversalwellen fortpflanzen könnten, so würde nur die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und die Wellenlänge sich ändern, die Schwingungszahl bliebe unverändert.

Legt man wieder die Vermutung zugrunde, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit für Transversalwellen in Sauerstoff 1128 m betrage, dann würde die Formel $c = n\lambda$ ergeben — wenn man für $c = 1128$ m, für n 400 oder 800 Billionen einsetzt, daß so ungemein rasche Schwingungen in Sauerstoff eine Wellenlänge von nur $282 \cdot 10^{-13}$ bis $141 \cdot 10^{-13}$ mm erzeugen würden, während dieselben Schwingungen im Äther Wellenlängen von $750 \cdot 10^{-6}$ bis $375 \cdot 10^{-6}$ mm hervorbringen, also 20 millionenmal längere Wellen! Sogar die langsamsten, transversalen Schwingungen, die man kennt, nämlich Hertzsche Wellen von 10000 m Wellenlänge und 30000 Schwingungen würden in Sauerstoffgas nur 39 mm lange Wellen erzeugen. Das wäre aber vielleicht immerhin eine Größe, die man mittels geeigneter Kohärer oder Detektoren noch ermitteln könnte.

Bezüglich des eingangs genannten, dritten Punktes sind nur wenige Worte zu sagen. Wenn sich ein Körper von der Oberfläche unserer Erde oder eines anderen Weltkörpers mit einer solchen Geschwindigkeit fortbewegt, die gleich groß oder noch größer ist, wie die Endgeschwindigkeit des freien Falles, so entfernt er sich bekanntlich für immer aus dem Anziehungsbereich des betreffenden Weltkörpers. Dies muß auch für einzelne Gasmoleküle gelten, die sich an der äußersten Grenze einer Planeten- oder Fixsternatmosphäre befinden.

Die Formel für die Endgeschwindigkeit des freien Falles lautet bekanntlich $c = \sqrt{2Rg}$, wo R den Radius und g die Akzeleration an der Oberfläche bedeutet. Die mittlere thermische Molekulargeschwindigkeit wird hingegen durch die Formel

$$v = 2609 \sqrt{\frac{T}{273\, m}}$$

gefunden, worin T die absolute Temperatur des Gases, m das Molekulargewicht des Gases für Wasserstoff = 2 bezeichnet. Ein Gas wird daher scheinbar imponderabel, wenn $v \geqq c$ ist oder

$$\sqrt{2Rg} \leqq 2609 \sqrt{\frac{T}{273\, m}}$$

wird.

Über die sich hieraus wie auch aus den vorher erörterten Fragen sich ergebenden theoretischen Schlußfolgerungen soll an anderer Stelle gesprochen werden, da diese Darlegungen sonst einen ungebührlich großen Raum in Anspruch nehmen müßten.

Eingegangen am 15. Juni 1921.

Bemerkungen

zu den von Herrn W. Wolff in den Ann. d. Phys., N. F., **69** (1899), S. 329, erörterten Messungen über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Explosionswellen in Luft.

Herr W. Wolff faßt seine Versuchsresultate dahin auf, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Explosionswellen jener Formel entspreche, welche B. Riemann in den Göttinger Nachrichten vom Jahre 1860 „über die Fortpflanzung ebener Luftwellen von endlicher Schwingungsweite" abgeleitet hat. Danach ergeben sich — solange man es mit endlichen Schwingungsweiten zu tun hat — Fortpflanzungsgeschwindigkeiten, welche größer als die Schallgeschwindigkeit sind, die aber sehr bald und auf kurzer Strecke in Schwingungen von unendlich kleiner Weite übergehen und sich dann nur mit der gewöhnlichen Schallgeschwindigkeit ausbreiten.

Betrachtet man jedoch die von Herrn Wolff in tabellarischer Form angegebenen Versuchsdaten etwas genauer, so gelangt man zu folgenden anderen Anschauungen. Herr Wolff hat bei fünf Explosionsversuchen der Königl. preuß. Artillerie-

kommission in Kummersdorf mitgewirkt. Der Zweck dieser Versuche war offenbar jener, auf praktischem Wege zu ermitteln, ob bei der Explosion eines mit rauchschwachem Trinitrozellulosepulver[1]) angefüllten Magazins für die Umgebung eine größere Gefahr bestehe, als bei Explosion eines Magazins mit dem alten Schwarzpulver. Bei dieser Gelegenheit wurde dann auch zum Vergleich eine Studie über die Wirkung der Explosion eines Sprengstoffmagazins angefügt. Das Hauptgewicht wurde daher darauf gelegt, wie sich die Wirkungen der Explosion in einem Raume von 250 m Radius, teils mit Schutzwall um das Magazin, teils ohne Schutzwall zeigen. Die Vorgänge in der unmittelbaren Nähe des Explosionsherdes interessierten die Kommission nicht und konnte Herr Wolff darüber auch keine Messungen machen.

Die dem Explosionspunkte nächststehenden Meßkontakte befanden sich in Abständen von 25 m, resp. 50 m. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle bei 10 m Abstand konnte daher nur nach der Formel berechnet, nicht aber direkt gemessen werden.

Bei den ersten zwei Versuchen wurden je 1500 kg Schwarzpulver, bei dem dritten und vierten Versuch je 1500 kg sog. Granatfüllung (wahrscheinlich rauchschwaches Nitrozellulosepulver) und bei dem fünften Versuch eine nicht näher angegebene Menge von Sprengstoffen zur Explosion gebracht.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten ergaben sich wie folgt:

Distanz	Schwarzpulver		Rauchloses Pulver		Dynamit
	1. Versuch	2. Versuch	3. Versuch	4. Versuch	5. Versuch
10 m	654,8	489,4	857,8	865,6	?
25 m	422,1	369,0	464,6	475,3	?
50 m	377,4	347	376,3	388,9	?
100 m	365,0	341,7	350	364,0	?
250 m	361,9	340,2	343	356	?

Betrachtet man diese Zahlen, so fällt zunächst die große Differenz bei Versuch 1 und 2 auf 10 m Distanz auf (654,8 und 489,4 m). Man wäre versucht zu glauben, diese bedeutende Differenz rühre daher, daß beim ersten Versuch die erste Messung auf 25 m Distanz, beim zweiten Versuch aber erst auf 50 m Distanz gemacht wurde. Dann müßten aber auf 50 und 100 m die Messungen der zweiten Versuchsreihe mit den übrigen Zahlen besser übereinstimmen. Es scheint also, daß bei der zweiten Versuchsreihe der zweite Kontakt auf 50 m Distanz schlecht funktioniert hat und der Kontakt auf 25 m Distanz gar nicht in Tätigkeit gekommen ist.

[1]) Das rauchlose Pulver wurde im Jahre 1890 für die Armee eingeführt; die gewaltige Explosion des Pulvermagazins bei Königstein in Sachsen dürfte die Versuche in Cummersdorf veranlaßt haben.

Die Zahlen der 3. und 4. Versuchsreihe stimmen untereinander ziemlich gut überein, sind jedoch auf 10 m Distanz bedeutend größer, als bei Versuchsreihe 1 und 2 (857 und 865 m gegenüber 654 und 489 m). Bei dem 5. Versuche haben die Kontaktvorrichtungen sämtlich **nicht** funktioniert. Was für Schlußfolgerungen sind hieraus zu ziehen?

Ich meine, zunächst jene, daß: 1. die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Explosionswelle sich mit der Verbrennungsgeschwindigkeit des Explosivstoffes ändert und 2. Herr W. Wolff überhaupt nicht die Fortpflanzungsgeschwindigkeit derjenigen Wellen gemessen hat, welche bei Detonation eines Sprengstoffes entstehen, sondern eine Übergangsform zwischen Schallwellen und Explosionswellen beobachtete. Schwarzpulver und rauchloses Pulver sind ja keine Sprengstoffe, sondern Schießpräparate und erreichen wahrscheinlich bei der Entzündung nicht jene „kritische" Geschwindigkeit, um eine wesentlich andere Schwingungsform herbeizuführen, als Schallwellen.

Die Versuchsresultate von Herrn W. Wolff dürften daher keine Widerlegung zu den von mir ausgesprochenen Ansichten bilden.

(Eingegangen am 6. August 1921.)

Schußgeschwindigkeitsmessung mit Apparaten elektrischer Anziehung nach Johnsen-Rahbek.

Von Karl Rottgardt.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H.)

Die elektrische Anziehung nach Johnsen und Rahbek zwischen Metall und Halbleiter eignet sich wegen ihrer Trägheitslosigkeit besonders zur Konstruktion von Apparaten zur Aufzeichnung von sehr schnell verlaufenden Vorgängen. Dafür mag als ein Beispiel die Verwendung eines nach diesem elektrischen Anziehungsprinzip gebauten Registrierapparates zur Feststellung von Schußgeschwindigkeiten dienen; der Apparat ist nicht für diesen besonderen Zweck, sondern als „Schnellschreiber", d. h. für Aufzeichnung und Weitergabe von in sehr schnellem Rhythmus gegebenen Morsezeichen bestimmt.

Den prinzipiellen Aufbau des Registrierapparates zeigt Fig. 1: Ein Zylinder, aus einem Halbleiter hergestellt — Achat z. B. — rotiert in der Pfeilrichtung, angetrieben durch einen mit der Achse gekoppelten Motor. Die Achse ist leitend mit dem Achatzylinder verbunden. Auf dem Zylinder liegt das Metallband — Stahlband — auf, das mit einem Ende an der senkrechten Wand

mit dem anderen Ende, unter Zwischenschaltung der Feder an dem Boden befestigt ist. Die Drehung will das Metallband in der Richtung des Pfeiles infolge Friktion mitnehmen, wird aber daran durch die dazu senkrechte Wirkung der Feder

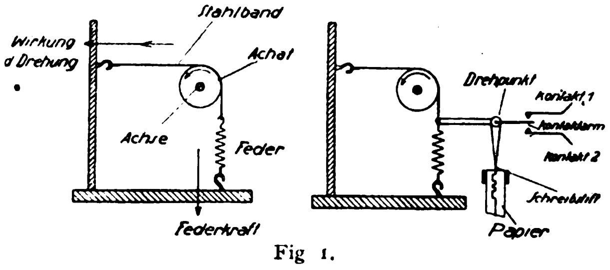


Fig 1.

gehindert. Wird der Achse und dem Metallband elektrische Spannung zugeführt, so haftet das Stahlband auf dem Achatzylinder und wird unter Spannung der Feder gegen deren Kraft von dem Zylinder mitgenommen. Hört die Spannung auf, so zieht die Feder das Metallband zurück. Ist die Federkraft groß genug, d. h., die Feder ausreichend vorgespannt, so wird bei Anlegung elektrischer Spannung nur von einer gewissen Größe dieser Spannung an das Metallband von dem Zylinder gegen die Federkraft mitgenommen. Man kann also durch Regelung der Federkraft die Höhe der elektrischen Spannung wählen, von der an die Anziehung zwischen Metall und Halbleiter wirken soll. Sinkt die Spannung unter diese kritische Höhe, so sorgt die Feder für sofortigen Rückgang des Metallbandes in seine Ruhelage. Wenn also noch eine Trägheit im Haftvorgange zwischen Zylinder und Metallband nach Unterbrechung der angelegten elektrischen Spannung vorhanden sein

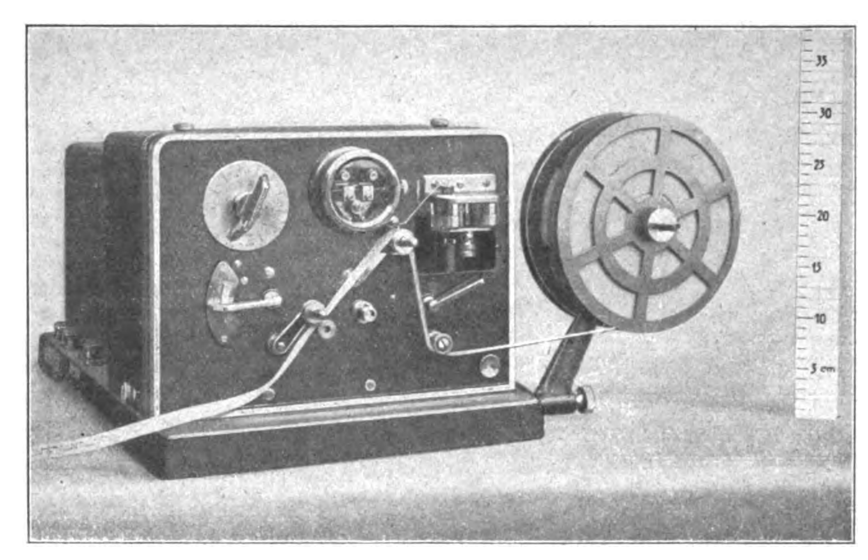


Fig. 2.

sollte, so wird diese durch die Wirkung der Feder kompensiert. Man ist also im Gegensatz zur verzögernden Wirkung der magnetischen Remanenz und der Selbstinduktion bei Verwendung von Elektromagneten in der Lage, durch einfachste mechanische Mittel die Wirkung von Trägheit auszuschalten. Zur Verfügung stehen dazu drei Wege: Wahl der richtigen elektrischen Spannung, der entsprechenden Federkraft und der Umdrehungsgeschwindigkeit des Zylinders. Je nach der Dauer der zu registrierenden Spannungsstöße und der Geschwindigkeit, mit der diese aufeinander folgen, wird man also diese drei Größen bemessen.

Oberhalb der Feder ist ein Winkelhebel (Fig. 1 rechts) am Metallband befestigt, der um einen Punkt drehbar ist. Er trägt an seinem unteren Ende den Schreibstift, der ankommende Spannungs- (oder Strom-)stöße, die die Hin- und Herbewegung des Metallbandes auf dem Zylinder bewirken, auf dem unter ihm laufenden Papierstreifen registriert.

Wird z. B. eine Spannung von etwa 100 Volt an Achse und Metallband über ein Sekundenpendel angelegt, daß alle Sekunden einmal den Stromkreis schließt, so wird auf dem Papier pro Sekunde eine Zeitmarke registriert. Dabei beträgt der Strom, der durch den Kontakt beim Stromschluß fließt, $1 \cdot 10^{-5}$ bis $1 \cdot 10^{-6}$ Amp., so daß eine Zerstörung des Kontaktes nicht eintreten und damit eine Registrierstörung nicht vorkommen kann.

Fig. 2 zeigt den Apparat, der zur Registrierung verwendet wird. Das Papier läuft unter dem Schreibhebel (1) entlang, dem aus dem Gefaß (2) Tinte zugeführt wird. Durch Drehung des He-

bels (3) wird der Apparat in Tätigkeit gesetzt; zugleich kann mit ihm die richtige Umdrehungsgeschwindigkeit des Zylinders und der Federspannung, sowie Hubhöhe des Schreibhebels gewählt

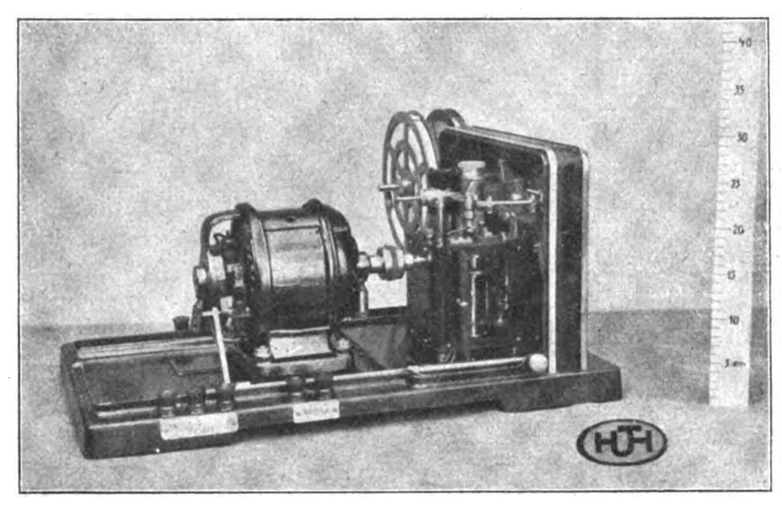


Fig. 3.

werden. Der Hebel (4) regelt die Bewegungsgeschwindigkeit des Papieres.

Auf der Fig. 3 wird das Innere des Registrierapparates gezeigt: Man sieht den Antriebsmotor des Zylinders (1) mit dem aufliegenden Metallband (2).

Zur Messung der Schußgeschwindigkeit wird nun beispielsweise eine Schaltung nach Fig. 4 gewählt.

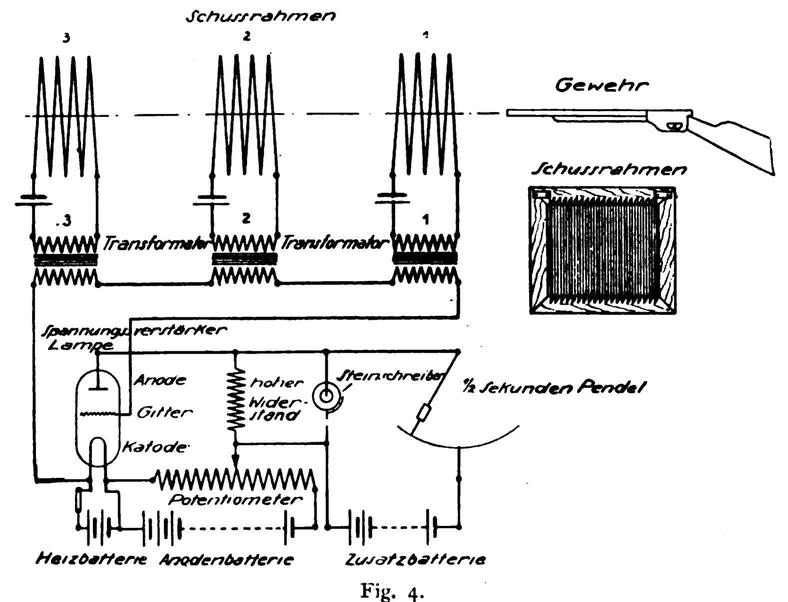


Fig. 4.

Drei Schußrahmen, d. h. drei Holzrahmen von etwa 20 × 20 cm Seitenlänge sind mit sehr dünnem, fortlaufenden Draht eng bespannt (Fig. 4 rechts) und in einer genau bestimmten Entfernung von z. B. 10 m voneinander aufgehängt. Die Enden der Rahmenwicklung sind über je ein kleines Element und die Primärwicklung je eines Transformators geschlossen, so daß ein sehr geringer Strom durch sie hindurchfließt. Die Sekundärwicklungen der Transformatoren liegen in Reihe und an Kathode und Gitter einer Spannungsverstärkerlampe, deren Batterie normal durch eine Heizbatterie geheizt wird. Die Anode liegt über einem sehr hohen Widerstand, der entsprechend dem inneren Lampenwiderstand gewählt ist, an dem Pluspol eines Potentiometers, mit dessen Hilfe eine bestimmte Anodenspannung aus einer Anodenbatterie gewählt werden kann. Parallel zu dem hohen Widerstand liegt der Steinschreiber, d. h. die Achse des Achatzylinders einerseits und das Metallband andererseits. Die Anodenspannung bzw. die an den Enden des hohen Widerstandes vorhandene Spannung ist mit Hilfe des Potentiometers so gewählt, daß als Folge der durch sie veranlaßten Anziehung gegen die im Registrierapparat gewählte Federspannung eine Mitnahme des Metallbandes durch den Zylinder bei dessen Drehung noch nicht eintritt.

An den Steinschreiber ist außerdem eine Zusatzbatterie über das Pendel von z. B. einer halben Sekunde Schwingungsdauer angelegt. Dieses schließt beim Durchgehen durch seinen tiefsten Punkt

jedesmal den Stromkreis, so daß auf dem fortlaufenden Papierstreifen Zeitmarken im Abstand einer halben Sekunde registriert werden.

Wird nun ein Gewehr unmittelbar an den ersten Rahmen herangebracht und so abgeschossen, daß die Kugel die Windungen aller drei Schußrahmen durchschlägt und zerreißt, so wird nacheinander der Stromkreis des ersten, zweiten und dritten Rahmens unterbrochen. Durch die Sekundärwicklungen des Transformators werden also nacheinander der Gitterkathodenstrecke der Spannungsverstärkerlampe drei Stromstöße zugeführt, die um die Zeitdauer nacheinander folgen, die die Kugel braucht, um vom ersten Rahmen zum zweiten bzw. vom zweiten zum dritten Rahmen zu gelangen. Durch jeden Stromstoß — positive Ladung des Gitters — ändert sich der innere Widerstand der Verstärkerlampe und damit auch die Spannungsverteilung an den Enden des hohen Widerstandes, dem das Steinschreibersystem parallel geschaltet ist. Die Spannung zwischen Stein und Metallband wächst im Moment des Stromstoßes, damit auch die Anziehung zwischen Metallband und Steinzylinder und zwar so, daß die Federspannung nicht mehr ausreicht, das Metallband in seiner Ruhelage festzuhalten: Es ergeben sich also innerhalb der durch das Pendel gegebenen Zeitmarken Ausschläge auf dem Papier, die genau der Zeitdifferenz der Geschoßgeschwindigkeit von Rahmen zu Rahmen entspricht.

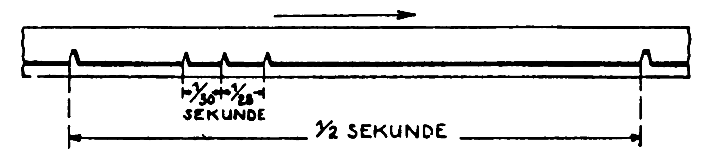


Fig. 5.

Auf der Fig. 5 sieht man einen Papierstreifen, nachdem ein Schuß durch die drei Schußrahmen hindurchgegangen ist. Man sieht die beiden Zeitmarken, die um $^1/_2$ Sekunde voneinander entfernt sind. Zwischen ihnen liegen die drei Schußmarken. Der erste von links nach rechts entspricht dem Geschoßdurchgang durch den ersten Rahmen, also dessen Unterbrechung, der zweite dem Geschoßdurchgang durch den zweiten und der dritte dem Geschoßdurchgang durch den dritten Rahmen. Die Entfernung der Marken auf dem Papier entspricht, wie sich aus der Zeitmarke feststellen läßt, $^1/_{30}$ bzw. $^1/_{28}$ Sekunde. Da die Schußrahmen sich in einer Entfernung von je 10 m befanden, brauchte die Kugel zum Durchfliegen der ersten 10 m $^1/_{30}$, der zweiten 10 m $^1/_{28}$ Sekunde, mit anderen Worten, die Anfangsgeschwindigkeit des Gewehrs mit der entsprechenden Pulverladung betrug 300 m pro Sekunde, die nach 10 m auf 280 m in der Sekunde bereits gesunken ist. Wenn man eine ganze Reihe von Rahmen auf die Gesamtgeschoßreichweite verteilt, aufstellt, so würde man auf einem Papierstreifen die ganze Charakteristik des Schusses ablesen können.

Fehler durch Trägheit des Schreibsystems kompensieren sich selbst, da ja dasselbe Schreibsystem für Zeitmarke und für alle Schußmarken verwendet wird. Die Fehler durch Trägheit können also nur innerhalb der Ablesefehler liegen, also von äußerst geringem Ausmaße sein.

Auf diese Weise können Untersuchungen von Gewehren verschiedener Konstruktionen bei gleicher Pulverladung oder von verschiedenen Pulvern im selben Normalgewehr oder Untersuchungen über den Einfluß von Pulvermengen und die Feststellung der günstigsten Pulvermengen usw. in einfachster und schnellster Weise angestellt werden.

Der vorstehend abgebildete Apparat ist, wie bereits am Anfange gesagt, nicht für die Zwecke der Schußgeschwindigkeitsmessung gebaut. Besondere Apparate für diesen Zweck sind in Konstruktion.

Die Hauptentwicklungsarbeit bei dieser Schußgeschwindigkeitsmessung ist von Herrn Ingenieur Emil Baber gemacht worden.

Zusammenfassung.

Es wird eine Methode zur Messung von Schußgeschwindigkeiten, mit Hilfe von Registrierapparaten, nach dem Prinzip der Elektrischen Anziehung nach Johnsen-Rahbek beschrieben. Es zeigt sich, daß bei Verwendung dieser Apparate Fehler, die durch Trägheit des Schreibsystems entstehen, nicht auftreten können. Daher bietet die Methode die Möglichkeit einer sehr schnellen und sehr bequemen Untersuchung von allen in der Waffentechnik und Munitionsfabrikation vorkommenden Fragen.

(Eingegangen am 29. Juni 1922.)

Über die Temperatur der Krater einiger Bogenlampenkohlen und die Strahlung des Flammenbogens zwischen ihnen.

Von Friedrich Patzelt.

Seitdem infolge der erhöhten Anforderungen des Weltkrieges die Effektbogenlampe durch Einführung des Beckeffektes in die Scheinwerfertechnik[1]) so bedeutende Erfolge erzielt hat, lag es nahe, diese Verhältnisse nach der quantitativen Seite hin zu untersuchen. Dies konnte nur durch

[1]) G. Gehlhoff, Zeitschr. f. techn. Physik **1** (1920), S. 1 und 37.

Temperaturmessungen in spektral zerlegtem Licht geschehen, um von der Selektivität der Strahlung frei zu werden, und bedurfte sehr langwieriger Voruntersuchungen über die Auswahl der Methode und des Materials. Denn die von den Flammenbogengasen erzeugten Spektren sind sehr linienreich, so daß erst der Einfluß der Dämpfe auf photometrische Messungen festgestellt und damit ein Mittel gefunden werden mußte, den Anteil von Krater und Flammengasen für sich an der gemessenen Temperaturstrahlung festzustellen. Ferner führten die Versuche von selbst auf die Frage der Konstanz der Kratertemperatur reiner Kohlen, welche O. Lummer[1]) als Verdampfungstemperatur definiert hat, unabhängig von der Stromstärke. Aber dem widersprachen die niedrigen Temperaturen am negativen Pole und neue Untersuchungen von E. Podzus[2]) und W. Mathiesen[3]), welche ein geringes Ansteigen der schwarzen Kratertemperatur mit höherem Strom fanden. Entsprechend der bedeutend gesteigerten Flächenhelle im Beckeffekt, welche G. Gehlhoff für 150 Amp. siebenmal höher fand als für den gewöhnlichen Scheinwerfer, hoffte ich stark ausgeprägte Unterschiede zu finden und einen Beitrag zu dieser Frage geben zu können. Gleichzeitig sollte durch die spektrale Untersuchung die Art der Strahlung bestimmt werden und das Verhalten der Linien verschiedener Dochtsalze bei variierter Stromstärke in verschiedenen Teilen des Bogens. Bisher lagen nur Messungen[4]) mit Farbfiltern vor, die natürlich relativ breite Spektralintervalle ausblendeten und Linien sowie kontinuierlichen Untergrund, vom Krater herrührend, ungetrennt dem Beobachter darboten.

Methode und Material der Untersuchung.

Die Messungen wurden mit einem zusammengesetzten Spektralphotometer ausgeführt, welches auf der Methode beruht, die Holborn und Kurlbaum[5]) zur Konstruktion ihres optischen Pyrometers benutzt haben. Von dem zu photometrierenden Glühkörper wird mittels einer Linse am Orte eines geeichten Vergleichkörpers ein Bild entworfen und beide übereinanderliegenden Glühflächen durch ein Okular betrachtet. Verschwindet der Helligkeitsunterschied beider Körper, so ist die scheinbare Temperatur des Objektes gleich der bekannten Temperatur der Vergleichslampe. Nach seiner Vereinigung zerlegte ich nun das Licht beider Glühflächen durch zwei Spektrographen von großer Dispersion in seine Bestandteile und hatte nun die Möglichkeit, durch Spaltveränderungen verschieden breite Intervalle von genau bestimmbarer Wellenlänge zu erzeugen. Das Bogenlampenlicht erlitt eine konstante Schwächung durch einen Prismensatz P und eine variable durch den rotierenden Sektor R (Fig. 1). Als Vergleichslichtquelle benutzte ich grade Nernststäbchen von der Osramgesellschaft, welche ich auf der Phys.-Techn. Reichsanstalt mit dem abs. schwarzen Körper nach der Methode von F. Kurlbaum u. G. Schulze[1]) in fünf Farben geeicht hatte und später für höhere Temperaturen im

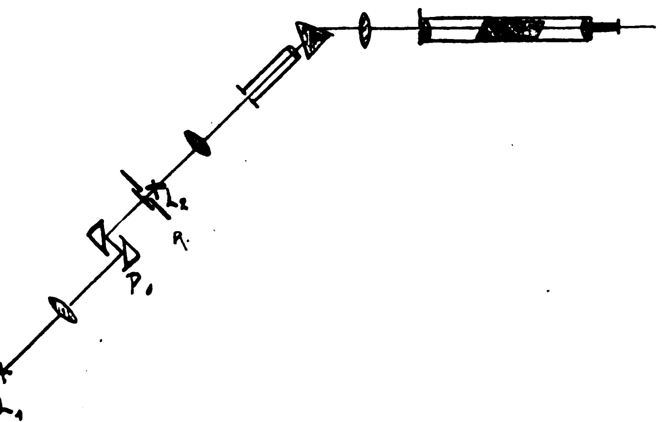


Fig. 1.

Laboratorium mit dem rotierenden Sektor. Die Anwendung der Wienschen Beziehung auf das Kirchhoffsche Gesetz mit bekannter Schwächung ergab rechnerisch die Isochromaten des Fadens und die Temp.-Wellenlängenkurven für jeden Brennstrom in Milliampères.

Die zahlreichen und verschiedenartigen Kohlen wurden in einer automatischen Projektionslampe gebrannt, die ich der Liebenswürdigkeit der Firma Körting & Mathiesen verdanke. Darin stehen die Elektroden in starkem Winkel zueinander und ermöglichen ein direktes Anvisieren des horizontal gelagerten Kraters, der zum positiven oder negativen gemacht werden konnte. Außerdem erlaubte eine Drehung der ganzen Lampe um 90° ein seitliches Photometrieren jeder Stelle des Bogens. Zur Verwendung kamen folgende Kohlenmarken in verschiedenen Durchmessern und meist verkupfert, wie sich aus den Voruntersuchungen ergab.

[1]) O. Lummer, „Verflüssigung der Kohle“ 1914, S. 37.

[2]) E. Podzus, Verh. d. phys. Ges. **21** (1919), S. 284.

[3]) W. Mathiesen, „Untersuchungen über den Lichtbogen“ 1921.

[4]) F. Kurlbaum und H. Henning, Zeitschr. f. techn. Physik **1** (1920), S. 39.

[5]) Holborn und Kurlbaum, Ann. d. Phys. **10** (1903), S. 225.

[1]) F. Kurlbaum u. B. Schulze, Verh. d. phys. Gesellsch. **5** (1903), S. 427.

Firma	Fabrikmarke	Dochtsubstanz
Gebr. Siemens & Co.	Graphit T 11	homogen
„	A Docht	Wasserglas
„	Effekt 301 gelb	CaF_2
„	Effekt 301 rot	SrF_2
C. Conradty	R. O.	Oxyde der seltenen Erden

Die Voruntersuchungen.

Da nämlich die ursprünglich mitgegebenen Goerz-Beck-Kohlen ein zu linienreiches Spektrum besaßen, konnte nur von einfachen Erscheinungen ausgegangen werden, zumal auch die Helligkeit der reinsten Kohle nahezu konstant blieb und von den kontinuierlichen Spektren aller anderen Sorten erst bei einer gewissen Stromstärke, nämlich der Normalbelastung, erreicht wurde. Darüber hinaus war zunächst keine Ruhe zu erreichen, die sich aber bei allen Effektkohlen alsbald zeigte und nun den Beckeffekt der gewöhnlichen Dochtkohlen darstellte. Er ist gekennzeichnet durch eine hohe spez. Belastung der Anode bis 2 Amp./mm², tiefe Auskraterung derselben Elektrode und die scharf erkennbare positive und negative Flamme von hoher Strahlungsintensität und typischer Form. Im Spektralphotometer sah man die charakteristischen Metallinien auf dunklem oder auch sehr hellem Grund (wenn eine Dampfwolke ausgestoßen wurde) und darum den von der Kohle herrührenden kontinuierlichen Rand, dessen Temperatur ein wenig höher war als die sonst konstante der reinen Kohle. Interessant war der Einfluß des negativen Elektrodenmaterials auf die Pyrometrie dieser grundlegenden Graphitkohle. Sie wurde nämlich mit unreiner Kathode kombiniert sofort dunkler und zwar gleichmäßig für alle Effektsorten und in allen Farben, wenn nur in einem linien- und bandenfreien Gebiet gemessen wurde. Der quantitativen Messung blieb es vorbehalten, mittels der Art der Strahlung zwischen Krater und Bogenanteil zu unterscheiden und ersteren durch seinen grauen Charakter zu trennen von dem selektiven Einfluß der vorgelagerten Dämpfe, der sich im allgemeinen allerdings auf die Linien und Banden beschränkt. In den Zwischenräumen ist die Absorption äußerst gering und gestattet, das kontinuierliche von dem Kraterrand herrührende Spektrum zu pyrometrieren.

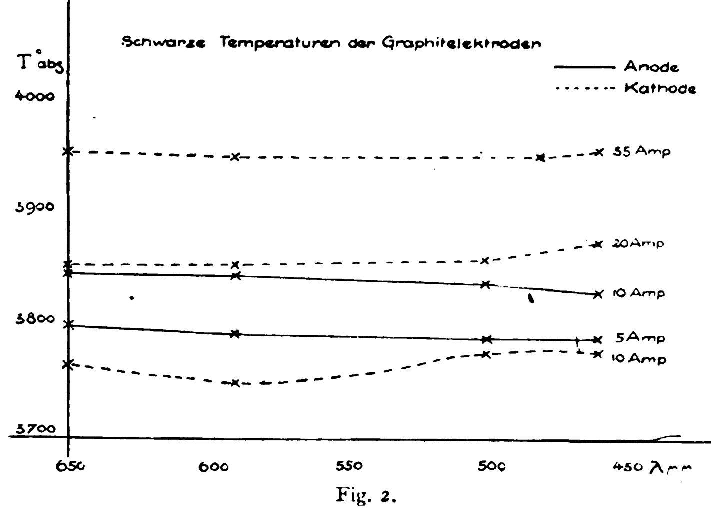


Fig. 2.

Die kontinuierlichen Spektra der Krater.

Diese Beobachtungen sind an der völlig reinen Graphitkohle gemacht worden und geben höchst merkwürdige Resultate, die aus Fig. 2 und Tabelle 1 zu ersehen sind.

Der positive Krater ergibt eine nach dem Blauen etwas abfallende fast gradlinige Temperaturwellenlängenkurve und behält diese Art der Kurven auch bei, wenn ein gefärbtes Kathodenmaterial mit wenigen starken Linien verwendet wird. Doch sinkt seine Temperatur gleichmäßig um 50°, wenn die Gegenelektrode nicht aus Graphit, sondern einer unreinen Kohle besteht. Dabei wird mittels der Vergleichsfadentemperatur T_1 und der Schwächung S die sog. schwarze Temperatur T_2 des Kraters aus

$$\log S = \frac{c_2 \cdot \log e}{\lambda} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)$$

gefunden, das ist diejenige, welche er als wahre besitzen würde, wenn er selbst schwarz wäre. Je stärker er von dieser idealen Temperaturstrahlung abweicht, um so größere Differenzen zeigen die gemessenen Temperaturen mit wechselnder Wellenlänge. Abgesehen von dem Einfluß des Flammenbogens im Blauen erhielt ich Kurven, die einem grauen Körper entsprechen, als welchen O. Lummer auch die Reinkohle definiert hat. Jedoch ist diese Temperatur nicht unabhängig von der Stromstärke, welche bei homogenen Kohlen wegen der Unruhe leider nicht sehr variiert werden konnte. Doch wurde der negative Pol einwandfrei auch bei höheren Stromstärken photometriert, weil die Unruhe des Bogens auf die Kathode und auf die Klarheit des kontinuierlichen Spektrums ohne Einfluß blieb, und gefunden, daß unter Beibehaltung des grauen Charakters der Strahlung diese mit zunehmendem Strom intensiver wird. Nimmt man den Wert der wahren Temperatur der normalbelasteten positiven Kohle mit O. Lummer[1]) zu 4200° abs. an, so ergibt

[1]) O. Lummer, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik, S. 171.



sich hier für 35 Amp. schon 4335°. Hingegen finde ich die älteren Messungen auch völlig bestätigt, nach denen die negative Elektrode stets dunkler sein soll als die positive. Denn nach Tabelle 1 liefert schon eine unreine *A*-Docht-Anode eine um 300° tiefere schwarze Temperatur in allen Farben, ohne daß eine Variation der Bogenlänge im Verhältnis 1 : 15 den geringsten Einfluß auf die Helligkeit des völlig kontinuierlichen Spektrums ausgeübt hätte.

Tabelle 1.

Anode beobachtet:			Kathode beobachtet:			
Anode	Graphit	Graphit	Graphit	Graphit	Graphit	*A* Docht
Kathode	Graphit	*A* Docht	Graphit	Graphit	Graphit	Graphit
Amp.	10	10	10	20	35	10
$\lambda_{\mu\mu}$	T^0 abs.	T^0 abs.	T^0 abs.	T^0 abs.	T^0 abs.	T^0 abs.
650	3855	3800	3770	3865	3960	3460
589	3845	3800	3750	3855	3955	3465
500	3840	3790	3775	3855	3945	3490
460	3832	3805	—	3870	3955	—

Wegen der Unruhe stärker belasteter Reinkohlen hatten sich die bisherigen Temperaturmessungen meist auf Dochtkohlen bezogen, welche als Marke *A*-Docht auch von mir gemessen wurden und klare Auskunft lieferten über die Gültigkeit meiner Methode. Aus Tabelle 2 entnimmt man ein Ansteigen der Temperatur mit dem Strom unter Bewahrung der grauen Strahlung.

Tabelle 2.

Amp.	650	589	500 $\mu\mu$
5	3640	3630	3625
10	3685	3660	3685
15	3740	3700	3730
20	3780	3765	3765
40	3880	3850	3850

Bei 20 Amp. veränderte diese 7 mm starke Kohle ihr Aussehen. Die bisher für die Mitte am größten gefundene Helligkeit nimmt plötzlich stark ab und wechselt zwischen sehr hohen und tiefen Werten. Die Ursache ist in der nun eintretenden Auskraterung zu suchen, welche verbunden ist mit einem heftigen Ausstoßen von Dochtmasse. Wir haben nun den primären Beckeffekt[1]) vor uns, der ein kontinuierliches Kohlenrandspektrum mit einer für normalbelastete Kohle charakteristischen und konstanten schwarzen Temperatur von 3775° abs. liefert. Bis zu dieser Stromstärke hatte ich also die Strahlung des Dochtes gemessen, der, aus Kohle und Wasserglas bestehend, ein anderes mit der Temperatur veränderliches Absorptionsvermögen besitzt. Da bei 45 Amp. die dünnen Kohlenwände des tiefen Kraters sicherlich dieselbe Temperatur angenommen hatten, photometrierte ich auch im seitlichen Anblick und fand in der Tat praktisch dieselbe Temperatur wie auf dem Krater gesehen. Das ist ein Beweis für den geringfügigen Einfluß nicht selbstleuchtender Dämpfe auf spektralpyrometrische Messungen. Die Messungen des negativen Poles der *A*-Dochtkohle beschränken sich bis mindestens 35 Amp. auf den Docht, erst dann leuchtete der Kohlerand mit einer schwarzen Temperatur von etwa 3500°. Also zusammengefaßt hätten wir gleiche Temperaturen für gleiche und ganz reine Elektroden, dagegen an der Kathode viele 100° weniger, wenn die Anode nicht aus Graphit besteht. Diese Resultate lassen sich mit der Verdampfungstemperatur nicht in Einklang bringen, vielmehr scheint mir die von W. Mathiesen[1]) aufgestellte Hypothese von der Ionisationstemperatur den Beobachtungen gerecht zu werden.

Noch weniger läßt sich die Messung an einer künstlich beheizten Anode damit vereinen. Nachdem alle Versuche, mittels Röntgen- oder starken Radiumstrahlen die Ionisation zu erhöhen, fehlgeschlagen waren wegen der im Vergleich zum Lichtbogen viel zu geringen Ionisation, griff ich auf das in der Röhrentechnik angewandte Mittel der Glühelektrode zurück. Eine feine kräftige Gebläseflamme wurde wenige Millimeter hinter dem Krater auf eine verkupferte *A*-Dochtkohle gerichtet, so daß durch Wärmeleitung der positive Krater auf 900° erhitzt wurde. Dabei veränderte sich die Struktur des Materials im Sinne einer Graphitierung und ergab nach den bereits beschriebenen Eigenschaften eine um 50° höhere absolut schwarze Temperatur. Wurde nun ein Strom von 15 Amp. eingeschaltet und der Lichtbogen entzündet, so erschien der ohne Beheizung abgeglichene Nernstfaden sofort hell auf dunklem Grund und die Rechnung ergab eine Temperaturabnahme von 70°. Natürlich unterlag alles einer strengen Kontrolle. Während die Abweichungen vom Mittelwert ± 2,5 Milliamp. betrugen, entsprechen diesem Unterschied der Tem-

Tabelle 3.

$\lambda_{\mu\mu}$	Situation	T^0 abs.
650	ohne Beheizung	3780
	mit „	3695
589	ohne Beheizung	3755
	mit „	3690
500	ohne Beheizung	3725
	mit „	3650
460	ohne Beheizung	3765
	mit „	3705

[1]) E. T. Z. **36** (1921), S. 993.

[1]) W. Mathiesen, Untersuchungen über den Lichtbogen 1921, S. 174 ff.

peratur etwa 10 Milliamp. Aus Tabelle 3 sind die Verhältnisse im ganzen Spektrum zu ersehen.

Sie entsprechen völlig den Resultaten, welche **W. Mathiesen** aus demselben Phänomen gewonnen hat, nur wird bei mir durch die starke

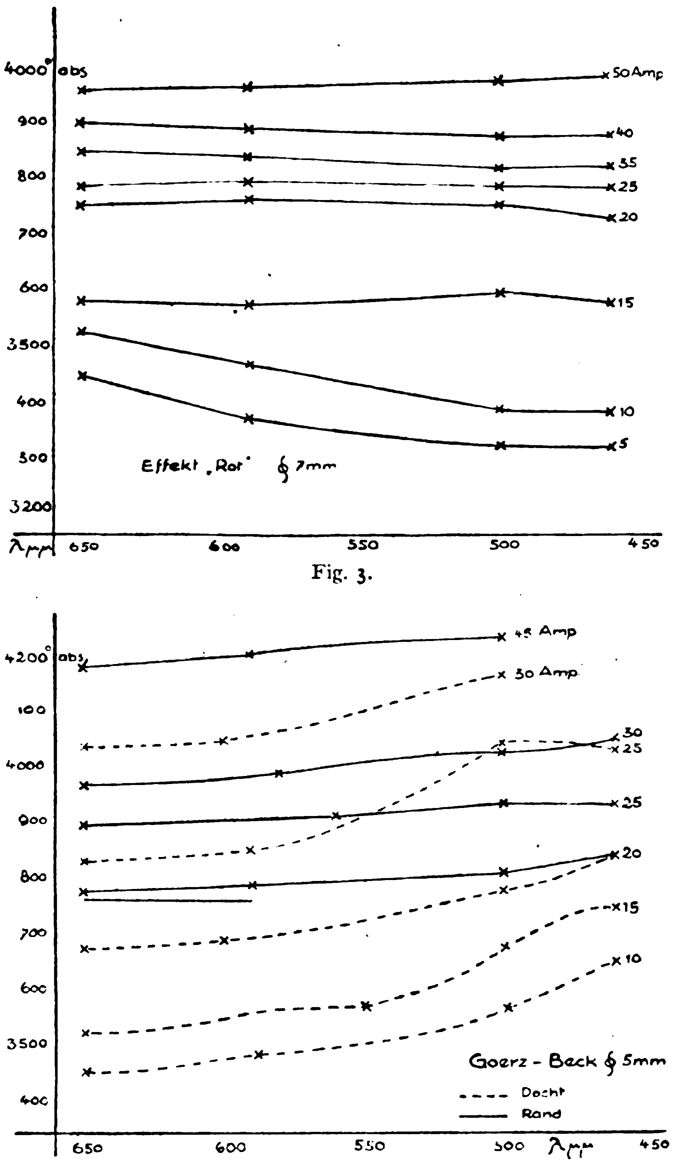


Fig. 3.

Fig. 4.

Dispersion das Spektralintervall scharf definiert und der Einfluß der Graphitierung auf die Temperatur berücksichtigt.

Die kontinuierlichen Spektra der Effektkohlen.

Hier konnten nicht so gesetzmäßige Kurven erwartet werden, schon wegen der größeren Ungenauigkeit des Photometrierens. Ich betrachtete ganz systematisch die hellste Stelle des dargebotenen Bildes, welche kontinuierlich war, und fand bald die schon oben bemerkte Eigentümlichkeit. Ging nämlich die Ansatzstelle des Bogens vom Docht auf den Rand über, so verlor sich sofort die charakteristische Selektivität der betreffenden Effektkohle. Es wurde nur noch eine graue Strahlung von bedeutend höherer Temperatur mit der erwähnten Abweichung im Blauen gefunden. Als Beispiel gebe ich in Fig. 3 die Effektkohle rot. Sofort sieht man, daß bis 15 Amp. die rot selektiv strahlende Dochtmasse photometriert wurde, dann ein Sprung auf graue Strahlung mit geringer Zunahme der Temperatur mit dem wachsenden Brennstrom stattfand. Ebenso lagen die Verhältnisse bei anderen einfachen Dochtsubstanzen und anderen Durchmessern. Bei der Goerz-Beckkohle mit den Oxyden der seltenen Erden wählte ich eine dunkle Stelle in unmittelbarer Nähe meiner Beobachtungsbezirke, ohne allerdings von geringer fremder Intensität[1]) frei zu sein. Da diese Elektroden schwer auskratern, konnte Docht und Rand bis 30 Amp. photometriert werden. Der Übergang auf den Rand fand bei 15 Amp. statt, entsprechend dem geringen Durchmesser von 5 mm. Die Fig. 4 zeigt für 20 Amp. nur eine geringe Temperaturzunahme des grauen Randspektrums, welche dann plötzlich 110^0 beträgt.

Der Anblick der Flammen gibt hierzu die Erklärung. Hüllte bis dahin die negative Flamme die Anode völlig ein, so daß die positive Flamme grade in den Raum stieg, so veränderte sich jetzt das Phänomen völlig. Aus der positiven Kohle schießt ein intensiver Strahl hervor, der die negative Flamme abdrückt. Die Anode muß zur Überwindung des Bogenwiderstandes mehr Ionen freimachen, was durch stärkere Erhitzung geschieht. Interessant ist für diesen Fall das Studium des Spannungsgefälles[2]) im Bogen und der Intensitätsverteilung einer bestimmten Spektrallinie im ganzen Bogen. Die Zone höchster Strahlungsintensität nimmt größere Ausdehnung an und rückt von der Anode ab, wovon noch unten die Rede sein wird. Es ist dies eben die Stelle, wo der Kampf der Kraterflammen stattfindet und die dabei erzeugte Wärme in Form stärkerer Strahlung abgegeben wird. Bei Scheinwerfern über 90 Amp. läßt sich alles subjektiv durch Rauchgläser betrachten. Die Abhängigkeit von der spezifischen Belastung ist

[1]) H. Kaiser, Lehrbuch der Spektroskopie, Band I, S. 313.

[2]) W. Mathiesen, l. c., S. 125.



gut aus der Fig. 5 zu erkennen, welche sich auf die gleiche Effektkohle *RO* von 8 mm Durchmesser bezieht und die gleichen Eigentümlichkeiten zeigt nur bei entsprechend höheren Stromstärken. Es ist sicher, daß die höheren schwarzen Tempe-

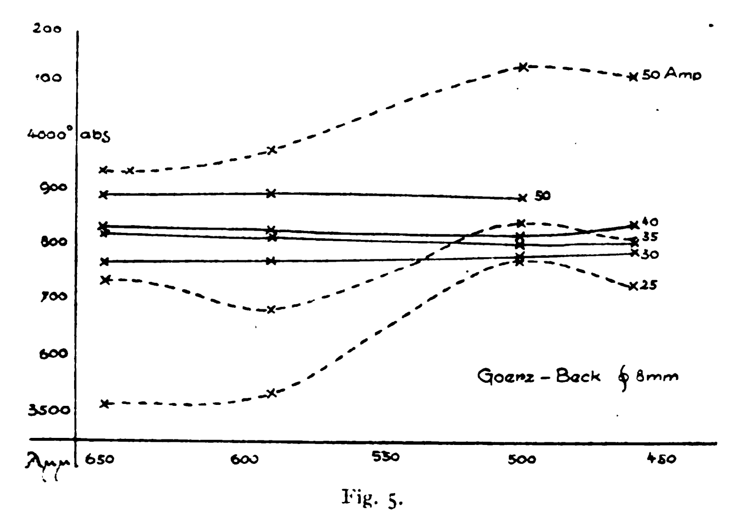


Fig. 5.

raturen der reinen Kohle nicht etwa von einem veränderten Absorptionsvermögen allein herrühren können, sondern vielmehr vom Einfluß des Bogens. Denn nur so ist die stets beobachtete Herabsetzung durch unreines Kathodenmaterial und der Temperaturunterschied dem negativen Pol gegenüber zu ersehen.

Intensitätsmessungen im Lichtbogen.

Hier liegen die Verhältnisse bedeutend schwieriger, da die Helligkeit einer Spektrallinie von der Spaltbreite abhängt und alles auf unendlich schmalem Spalt bezogen werden müßte. Aber die Fähigkeit des Auges, zu photometrieren[1]), hört auf, wenn die Linie feiner als ein Netzhautsegment wird. Ferner kommt bei einer künstlichen Verbreiterung der Linien fremdes Licht additiv hinzu von dem Grunde, auf dem die betreffende Linie erscheint. Endlich gilt das Strahlungsgesetz nur für reine Temperaturstrahlung, und es müßte auch für so hohe Temperatur[2]) gezeigt werden, daß das Kirchhoffsche Gesetz quantitativ erfüllt ist. Im ganzen also eine fundamentale Aufgabe. Nach langen und zahlreichen Messungen entschied ich mich dafür, eine Spektrallinie so weit zu verbreitern, daß ihre Intensität mit den Nernstfaden verglichen werden konnte, und die daraus gefundene schwarze Temperatur der Auswertung zugrunde zu legen. In der Originalarbeit sind Photographien und Kurven über die Abhängigkeit der gemessenen Temperatur von der Spaltbreite und der Wellenlänge der Linien gegeben. Hier will ich davon nur anführen, daß stets die roten Linien einen tieferen Wert geben als die blauen, woraus sich ein Absorptionsvermögen von etwa 0,2 ergeben würde. Gehe ich nun zu den Messungen der Linienintensität bei variierter Stromstärke über, so wird ein interessanter Einblick gewonnen in die Verteilung der Intensität über den ganzen Bogen. Bei der konstanten Spaltbreite von 0,1 mm wurde eine kräftige Spektrallinie des Strontium oder Cer oder Lanthan fortlaufend an derselben Stelle nur bei anderem Brennstrom photometriert. Als Kathodenmaterial wählte ich eine Reinkohle, die selbst keine Linien im Bogen hervorbrachte. Dann stellte sich heraus, daß die dem Anodendocht charakteristischen Linien im ganzen Bogen vorhanden sind, ja daß sie unmittelbar an der Kathode stets mit höherer Intensität leuchten, es sei denn, wir haben den Beckeffekt vor uns. Die relative Vergleichung kann aus Fig. 6 entnommen werden.

Darin sind nur drei Linien als Beispiel eingetragen. Vor der Anode (ausgezogen) nimmt die Intensität bis zur normalen Belastung stetig zu. Dann fehlen ein paar Werte wegen der Unruhe. Die nächsten liegen nicht mehr vor der Kratermitte, sondern höher, in breiterer Ausdehnung

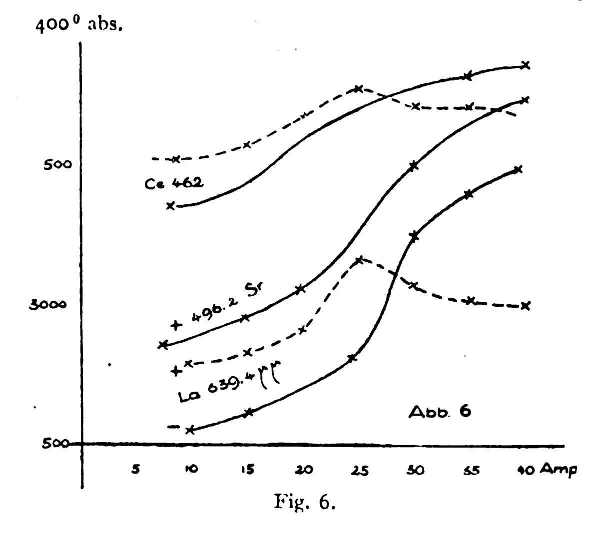


Fig. 6.

hell und von bedeutend vermehrter Intensität. Der subjektive Anblick lehrt, daß wir in der positiven Flamme messen, welche von großer Heftigkeit und spezifischer Helle ist. Am negativen Pol (gestrichelt) liegt dieselbe Linie zunächst höher als an der Anode. Bei beginnenden Beckeffekt aber haben sie einen Maximalwert erreicht und fallen dann ab. Dies ist auf eine Abnahme der emittierenden Zentren zurückzuführen, von denen diese

[1]) H. Helmholtz, Handbuch d. phys. Optik, S. 254.
[2]) H. Kohn, Dissertation, Breslau 1913.

photometrische Methode ebenfalls abhängig ist. Über 90 Amp. ist der starke negative Strahl deutlich sichtbar, der wegen seiner heftigen Gegenwirkung die positiven Ionen hindert, die Kathode zu erreichen. Die Untersuchung der gelben und roten Effektkohlen lehrt, daß ihre blauen Spektrallinien keineswegs den gleichen der seltenen Erden an relativer Helligkeit nachstehen. Der Docht mit Lanthan oder Ceroxyd kratert sich viel schwerer aus und liefert infolge seiner starken blauen Strahlung ein blendend weißes Licht. Eine so starke Zunahme der Flächenhelle, wie sie von F. Kurlbaum und F. Henning durch Filtermessungen im Blauen angegeben worden ist, erklärt sich demnach aus der Selektivität der Strahlung in diesen Spektralbezirken. Nicht zu vergessen ist noch der Beitrag der Kohle. Wenn sie auch nur in einem schmalen Kranz leuchtet, so kommt sie doch der schwarzen Strahlung am nächsten, d. h. ihre Flächenhelle für eine bestimmte Temperatur T unterliegt der von O. Lummer und F. Kurlbaum[1]) aufgestellten Beziehung:

$$\frac{H_1}{H_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^x,$$

wobei der Exponent nur innerhalb eines kleinen Temperaturintervalles gültig ist. Er nimmt mit der Temperatur rasch ab, aber über 3000° strebt er asymptotisch etwa dem Wert 5 zu. Ich entnehme für meine im Beckeffekt erreichten schwarzen Temperaturen daraus den Wert 6, welcher sicher nicht zu hoch ist, und erhalte aus Fig. 5 für die erste Temperaturzunahme eine Vermehrung der Flächenhelle um 25 %, dann um 15 % und endlich zwischen 30 und 45 Amp. 35 %, so daß der untere Grenzwert von 75 % für eine Variation der Kohlenbelastung von 0,765 Amp./mm² bis auf 2,3 Amp./mm² herauskäme. Da nun der Beckeffekt durch die Kohledurchmesser gegeben ist, läßt sich diese Betrachtung auch auf andere Fälle ausdehnen. Der Beitrag der leuchtenden Dämpfe richtet sich nach der Verteilung intensiver Linien im sichtbaren Spektrum und kann durch Filter nicht bestimmt werden. Sonst besitzen sie ein geringes Absorptionsvermögen und unterscheiden sich darin nicht wesentlich voneinander.

Zusammenfassung.

Über die Temperatur der Elektroden läßt sich aussagen, daß sie abhängig ist von Material und Stromstärke. Zwei reine Graphitkohlen ergaben die höchste schwarze Temperatur, unreines Kathodenmaterial setzte diese sogleich herab. Bei einer normalen spezifischen Belastung von 0,746 Amp./mm² fand sich 3775°, im Beckeffekt bis zu 3900° abs. Die negative Kohle gab in reinster Zusammenstellung eine gleiche Temperatur wie der positive Krater, jedoch setzte eine nur etwas unreine Anode diese um 300° herab. So konnten mit Effektanode im gleichmäßigen Anstieg mit wachsendem Strom nur 3500° erreicht werden.

Eine auf 1100° künstlich erwärmte Anode ergab in allen Farben gegenüber einer nicht beheizten eine gleichmäßige Temperaturabnahme von 70°.

Optisch konnte ein scharfer Unterschied zwischen der kontinuierlichen Randstrahlung und einer selektiven bzw. diskontinuierlichen Dochtstrahlung gemacht werden. Linienarme Spektren erlaubten eine Pyrometrie durch die Bogengase hindurch, ohne den grauen Charakter der Kohlenstrahlung zu verändern.

Im normalen Bogen ist eine Zone hoher Intensität kurz vor den Elektroden, welche, anfangs an der Kathode größer, im Beckeffekt nur an der Anode bestehen bleibt (in der positiven Flamme). Das charakteristische Phänomen ist eben die Ausbildung einer positiven Flamme, welche den negativen Strahl abdrückt und hindert, den positiven Krater einzuhüllen wie im gewöhnlichen Effekt. Dadurch wird sowohl die Temperatur des Kraterrandes aus reiner Kohle erhöht wie auch eine Gaswolke von hoher spezifischer Intensität geschaffen, zusammen also eine bedeutend vermehrte scheinbare Flächenhelle des dadurch nicht vergrößerten Kraterbildes.

(Eingegangen am 8. Juli 1922.)

[1]) O. Lummer und F. Kurlbaum, Verh. d. deutsch. phys. Ges. **2** (1900), S. 89.

Beiträge zur Berechnung der spezifischen Wärmen von trocken gesättigten Dämpfen und siedenden Flüssigkeiten.

Von Victor Fischer.

Bezeichnungen.

Die gewählten Einheiten sind für Drucke, wenn sie mit großen Buchstaben bezeichnet werden, kg/m², und wenn sie mit kleinen Buchstaben bezeichnet werden, kg/cm², für Rauminhalte m³/kg, für Wärmegrößen Cal/kg bzw. Cal/kg° C. Die absoluten Temperaturen sind mit großen Buchstaben bezeichnet.

Es sei nun:

P, p spezifischer Druck,
P_s, p_s spezifischer Sättigungsdruck,
T Temperatur,
T_s Siedetemperatur,
v bzw. v_f spezifischer Rauminhalt im Gas- bzw. im Flüssigkeitsgebiet,
s bzw. σ spezifischer Rauminhalt des trocken gesättigten Dampfes bzw. der siedenden Flüssigkeit,

$A = \frac{1}{427}$ mechanisches Wärmeäquivalent,
R Gaskonstante,
J Wärmeinhalt bei unverändertem Druck,
J_s bzw. i_σ Wärmeinhalt des trocken gesättigten Dampfes bzw. der siedenden Flüssigkeit,
u innere Energie,
u_s bzw. u_σ innere Energie des trocken gesättigten Dampfes bzw. der siedenden Flüssigkeit,
r Verdampfungswärme,
ϱ innere Verdampfungswärme,
c_p wahre spezifische Wärme bei unverändertem Druck,
c_{ps} bzw. $c_{p\sigma}$ wahre spezifische Wärme bei unverändertem Druck des trocken gesättigten Dampfes bzw. der siedenden Flüssigkeit,
c_v wahre spezifische Wärme bei unverändertem Rauminhalt,
c_{vs} bzw. $c_{v\sigma}$ wahre spezifische Wärme bei unverändertem Rauminhalt des trocken gesättigten Dampfes bzw. der siedenden Flüssigkeit,
c wahre spezifische Wärme für eine beliebige Zustandsänderung,
c_s wahre spezifische Wärme des trocken gesättigten Dampfes,
c_σ wahre spezifische Wärme der siedenden Flüssigkeit.

1. Gleichungen für c_{ps} und $c_{p\sigma}$.

Wir gehen aus von der allgemeinen Gleichung

$$dJ = c_p\,dT - A\left[T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v\right]dP. \tag{1}$$

Wir setzen in Gleichung (1) für die Änderung des spezifischen Rauminhaltes des überhitzten Dampfes im Grenzzustand der Sättigung, also längs des Astes für trocken gesättigten Dampf der Grenzkurve dv_s und für die Änderung des spezifischen Rauminhaltes der Flüssigkeit im Grenzzustand, also längs des Flüssigkeitsastes der Grenzkurve dv_σ. Es folgt dann ohne weiteres aus Gleichung (1)

$$c_{ps} = \frac{dJ_s}{dT} + A\left[T_s\left(\frac{\partial v_s}{\partial T}\right)_p - s\right]\frac{dP_s}{dT}. \tag{2}$$

und

$$c_{p\sigma} = \frac{di_\sigma}{dT} + A\left[T_s\left(\frac{\partial v_\sigma}{\partial T}\right)_p - \sigma\right]\frac{dP_s}{dT}. \tag{3}$$

Beachten wir, daß

$$J_s - i_\sigma = r \tag{4}$$

ist und benutzen wir die Clapeyron-Clausiussche Beziehung

$$A(s-\sigma)\frac{dP_s}{dT} = \frac{r}{T_s}, \tag{5}$$

so ergibt sich aus der Differenz von (2) und (3) die Plancksche Gleichung

$$c_{ps} - c_{p\sigma} = \frac{dr}{dT} - \frac{r}{T_s} + \frac{r}{s-\sigma}\left[\left(\frac{\partial v_s}{\partial T}\right)_p - \left(\frac{\partial v_\sigma}{\partial T}\right)_p\right]. \tag{6}$$ [1]

Die Plancksche Gleichung wird vielfach zur Bestimmung von c_{ps} verwendet, doch dürfte Gleichung (2) gegenüber Gleichung (6) manchmal vorteilhafter sein, da für diesen Zweck die letztere die Kenntnis von $c_{p\sigma}$ voraussetzt und überdies den Ausdruck (3) für $c_{p\sigma}$ in sich schließt.

Wir wollen die Anwendung der Gleichung (2) an einem Zahlenbeispiel für Wasserdampf zeigen. Es möge c_{ps} für den Sättigungsdruck von 5,25 at als Mittelwert von 5 und 5,5 at bestimmt werden. Nach der Formel von Callendar

$$v - v' = \frac{RT}{P} - C\left(\frac{273}{T}\right)^n \tag{7}$$ [2]

wird, wenn wir den spezifischen Rauminhalt v' des flüssigen Wassers als unveränderlich betrachten,

$$\left(\frac{\partial v_s}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{P_s} + \frac{n\,C\,273^n}{T_s^{n+1}} = \frac{47}{52500} + \frac{10}{3}\,\frac{0{,}075\cdot 273^{10/3}}{425{,}8^{13/3}} = 0{,}001028. \tag{8}$$

Aus Gleichung (2) folgt damit

$$c_{ps} = \frac{1}{427}\left[425{,}8\cdot 0{,}001028 - 0{,}3657\right]\frac{5000}{3{,}6} + \frac{1{,}1}{3{,}6} = 0{,}540$$

in ziemlicher Übereinstimmung mit dem aus Tafel I von Molliers „Neuen Tabellen" abgelesenen Wert

$$c_{ps} = 0{,}548.$$

Nach Gleichung (7) wird

$$\left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)_T = A\left[T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v\right] = A(n+1)\cdot C\left(\frac{273}{T}\right)^n + A v'. \tag{9}$$

Dieser Ausdruck ist also, wenn v' wieder als unveränderlich betrachtet wird, lediglich eine Funktion der Temperatur. Mollier bezeichnet ihn mit $\mathfrak{J}$.

Wir können $\mathfrak{J}$, da es eine bloße Temperaturfunktion ist, in unsere Gleichung (2) einführen. Beachten wir, daß wir nach der Mollierschen

[1] Siehe Planck, Thermodynamik, 5. Aufl., S. 154.
[2] Siehe Mollier, Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf, Seite 4. Für die Konstanten in der Gleichung verwenden wir die von Mollier eingeführten Größen. Die Werte von T_s, J_s und s sind den Tafeln I und II auf Seite 22 und 23 der „Neuen Tabellen" entnommen.

Gleichung (8)[1]) den Druck hierfür in kg/cm² einführen müssen, so erhalten wir aus (2)

$$c_{ps} = \frac{d J_s}{d T} + \mathfrak{J} \frac{d p_s}{d T}. \qquad (10)$$

Wenden wir Gleichung (10) wieder auf unser obiges Zahlenbeispiel an, so ergibt sich aus Tafel V auf Seite 26 der „Neuen Tabellen" der entsprechende Wert

$$\mathfrak{J} = 1{,}71.$$

Es folgt damit aus Gleichung (10)

$$c_{ps} = \frac{1{,}1 + 1{,}71 \cdot 0{,}5}{3{,}6} = 0{,}543$$

in guter Übereinstimmung mit dem zuvor gefundenen Wert.

2. Gleichungen für c_{vs} und $c_{v\sigma}$.

Wir gehen aus von der allgemeinen Gleichung

$$d u = c_v d T + A \left[T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v - P \right] d v. \qquad (11)$$

Aus Gleichung (11) folgt ohne weiteres

$$c_{vs} = \frac{d u_s}{d T} - A \left[T_s \left(\frac{\partial P_s}{\partial T} \right)_v - P_s \right] \frac{d s}{d T} \qquad (12)$$

und

$$c_{v\sigma} = \frac{d u_\sigma}{d T} - A \left[T_s \left(\frac{\partial P_s}{\partial T} \right)_{v_f} - P_s \right] \frac{d \sigma}{d T}. \qquad (13)$$

Bilden wir die Differenz der Gleichungen (12) und (13), so ergibt sich unter Beachtung, daß

$$u_s - u_\sigma = \varrho \qquad (14)$$

ist, die Gleichung

$$c_{vs} - c_{v\sigma} = \frac{d \varrho}{d T} - A T_s \left[\left(\frac{\partial P_s}{\partial T} \right)_v \frac{d s}{d T} - \left(\frac{\partial P_s}{\partial T} \right)_{v_f} \frac{d \sigma}{d T} \right] + A P_s \frac{d (s - \sigma)}{d T} \qquad (15)$$

Aus der Clapeyron-Clausiusschen Beziehung (5) erhalten wir

$$A \frac{d [(s - \sigma) P_s]}{d T} = \frac{r}{T_s} + A P_s \frac{d (s - \sigma)}{d T} \qquad (16)$$

Führen wir (5) und (16) in Gleichung (15) ein und berücksichtigen wir, daß

$$r = \varrho + A P_s (s - \sigma) \qquad (17)$$

ist, so geht (15) über in

$$c_{vs} - c_{v\sigma} = \frac{d r}{d T} - \frac{r}{T_s} - \frac{r}{s - \sigma} \left[\left(\frac{\partial P_s}{\partial T} \right)_v \frac{d s}{d P} - \left(\frac{\partial P_s}{\partial T} \right)_{v_f} \frac{d \sigma}{d P} \right]. \qquad (18)$$

Gleichung (18) entspricht mit bezug auf c_{vs} der Planckschen Gleichung für c_{ps}.

[1]) Diese befindet sich auf Seite 8 der „Neuen Tabellen".

Wir wollen die Anwendung der Gleichung (12) wieder an einem Zahlenbeispiel für Wasserdampf zeigen und c_{vs} für den Sättigungsdruck von 5,25 at mit Hilfe der Callendarschen Formel (7) und der Mollierschen Tabellen bestimmen.

Es folgt aus (7)

$$\left(\frac{\partial P_s}{\partial T} \right)_v = \frac{P_s}{T_s} + \frac{n C \overline{273}^n}{R} \frac{P_s^2}{T_s^{n+2}}. \qquad (19)$$

Mit (19) geht Gleichung (12) über in

$$c_{vs} = \frac{d u_s}{d T} - A \frac{n \cdot C \cdot \overline{273}^n}{R} \frac{P_s^2}{T_s^{n+1}} \frac{d s}{d T}. \qquad (20)$$

Die innere Energie u_s ist in den Mollierschen Tabellen nicht enthalten. Wir bestimmen sie aus diesen mittels der Beziehung

$$u_s = i_s - A P_s s. \qquad (21)$$

Die Durchführung der Rechnung ergibt aus Gleichung (20)

$$c_{vs} = 0{,}387.$$

3. Eine allgemeine Beziehung zwischen den spezifischen Wärmen.

Für das Wärmedifferential $d Q$ gilt die allgemeine Beziehung

$$d Q = c\, d T = d J - A v\, d P. \qquad (22)$$

Dies ist bekanntlich kein vollständiges Differential, ebenso ist c keine bestimmte Funktion solange eine Aussage über die Zustandsänderung fehlt. Es ist daher auch kein integrierender Faktor. Wir können aber ohne weiteres für dJ die Gleichung (1) in (22) einführen und dieselbe in der Form schreiben:

$$c_p - [c] = A T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \left[\frac{d P}{d T} \right]. \text{ [1]}) \qquad (23)$$

Um den unbestimmten Charakter von c und dementsprechend auch von dP/dT in dieser Gleichung hervorzuheben, sind beide in eckige Klammern gesetzt. Sobald Gleichung (22) für eine bestimmte Zustandsänderung angewendet wird, treten an Stelle der eckigen Klammern die die Unbestimmtheit aufhebenden Funktionszeichen.

Wir werden im Nachfolgenden sehen, daß wir mit Hilfe von Gleichung (23) nicht nur eine Reihe neuer Beziehungen, sondern auch bekannte Beziehungen in einfacher Weise ableiten können.

Für eine Zustandsänderung entlang dem Aste des trocken gesättigten Dampfes der Grenzkurve folgt aus Gleichung (22)

$$c_s = \frac{d J_s}{d T} - A s \frac{d P_s}{d T}. \qquad (24)$$

[1]) Siehe Clausius, Die Mechanische Wärmetheorie, III. Aufl., I. Bd., S. 191.

Der Vergleich von (24) mit (2) zeigt, daß in diesem Falle die allgemeine Gleichung (23) übergeht in

$$c_{ps} - c_s = A\,T_s \left(\frac{\partial v_s}{\partial T}\right)_p \frac{d P_s}{d T}. \tag{25}$$

Unter Benutzung von (5) können wir Gleichung (25) auch schreiben:

$$c_{ps} - c_s = \frac{r}{s-\sigma}\left(\frac{\partial v_s}{\partial T}\right)_p. \tag{26}$$

Für das obige Zahlenbeispiel ergibt sich daraus

$$0{,}540 - c_s = \frac{504{,}2}{0{,}3647}\,0{,}001028$$

und

$$c_s = -\,0{,}88\,,$$

den gleichen Wert, welcher wie bekannt negativ ist, erhalten wir auch aus Gleichung (24).

Es gilt ferner für eine Zustandsänderung entlang des Flüssigkeitsastes der Grenzkurve

$$c_\sigma = \frac{d i_\sigma}{d T} - A\,\sigma \frac{d P_s}{d T}, \tag{27}$$

und

$$c_{p\sigma} - c_\sigma = A\,T_s \left(\frac{\partial v_\sigma}{\partial T}\right)_p \frac{d P_s}{d T}, \tag{28}$$

bzw.

$$c_{p\sigma} - c_\sigma = \frac{r}{s-\sigma}\left(\frac{\partial v_\sigma}{\partial T}\right)_p. \tag{29}$$

Betrachten wir nun die allgemeine Gleichung

$$d\,Q = c\,d\,T = d\,u + A\,P\,d\,v, \tag{30}$$

so folgt aus dieser und aus Gleichung (11)

$$[c] - c_v = A\,T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v \left[\frac{d v}{d T}\right]. \tag{31}$$

Für eine Zustandsänderung entlang dem Aste des trocken gesättigten Dampfes der Grenzkurve erhalten wir in gleicher Weise wie zuvor

$$c_s = \frac{d u_s}{d T} + A\,P_s \frac{d s}{d T}, \tag{32}$$

und

$$c_s - c_{vs} = A\,T_s \left(\frac{\partial P_s}{\partial T}\right)_v \frac{d s}{d T}. \tag{33}$$

Für eine Zustandsänderung entlang des Flüssigkeitsastes der Grenzkurve gilt

$$c_\sigma = \frac{d u_\sigma}{d T} + A\,P_s \frac{d \sigma}{d T} \tag{34}$$

und

$$c_\sigma - c_{v\sigma} = A\,T_s \left(\frac{\partial P_s}{\partial T}\right)_{v_f} \frac{d \sigma}{d T}. \tag{35}$$

Für den Bereich, wo wir ungefähr

$$\sigma \sim \text{konst.}$$

setzen können, folgt aus den Gleichungen (34) und (35)

$$c_\sigma = c_{v\sigma} = \frac{d u_\sigma}{d T}. \tag{36}$$

Aus Gleichung (26) und (29) ergibt sich

$$\left.\begin{aligned}(c_{ps} - c_{p\sigma}) - (c_s - c_\sigma)\\ = \frac{r}{s-\sigma}\left[\left(\frac{\partial v_s}{\partial T}\right)_p - \left(\frac{\partial v_\sigma}{\partial T}\right)_p\right].\end{aligned}\right\} \tag{37}$$

Der Vergleich von (37) mit (6) ergibt die bekannte Beziehung

$$c_s - c_\sigma = \frac{d r}{d T} - \frac{r}{T_s}. \tag{38}$$

Wenden wir Gleichung (38) auf unser Zahlenbeispiel an und führen wir in dieselbe den für c_s berechneten Wert ein, so erhalten wir

$$-\,0{,}88 - c_\sigma = -\,0{,}722 - 1{,}184\,,$$

und daraus

$$c_\sigma = 1{,}026\,.$$

Aus der Formel von Dieterici

$$c_\sigma = 0{,}9983 - 0{,}0001037\,t + 0{,}000002073\,t^2 \tag{39}$$

berechnet sich

$$c_\sigma = 1{,}031$$

in ziemlicher Übereinstimmung mit dem obigen Wert.

Es sei noch bemerkt, daß mit

$$\frac{d r}{d T} = 0$$

für den Höchstwert von r aus Gleichung (38)

$$r_{\max} = (c_\sigma - c_s)\,T_s \tag{40}$$

folgt. Das Auftreten von Höchstwerten der Verdampfungswärme ist bei tiefen Temperaturen durch Versuche bekanntlich festgestellt worden.

Gleichung (40) setzt voraus, daß für sie

$$c_\sigma > c_s$$

wird.

Aus Gleichung (33) und (35) folgt

$$\left.\begin{aligned}(c_s - c_\sigma) - (c_{vs} - c_{v\sigma})\\ = A\,T_s\left[\left(\frac{\partial P_s}{\partial T}\right)_v \frac{d s}{d T} - \left(\frac{\partial P_s}{\partial T}\right)_{v_f} \frac{d \sigma}{d T}\right].\end{aligned}\right\} \tag{41}$$

Der Vergleich von (41) mit (18) ergibt die mit (38) identische Beziehung

$$c_s - c_\sigma = \frac{d \varrho}{d T} + A\,P_s \frac{d(s-\sigma)}{d T}. \tag{42}$$

4. Anwendung der allgemeinen Gleichung für die spezifischen Wärmen auf verschiedene Zustandsänderungen.

Setzen wir in Gleichung (22)

$$c = c_v\,,$$

so daß sich diese auf eine Zustandsänderung bei

gleichbleibendem Rauminhalt bezieht, so geht Gleichung (23) über in die bekannte Beziehung

$$c_p - c_v = A\,T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v . \tag{43}$$

Derselbe Ausdruck folgt aus Gleichung (31) für

$$c = c_p .$$

Für eine adiabatische Zustandsänderung wird

$$c = 0 .$$

Die Gleichungen (23) und (31) gehen hierfür über in

$$c_p = A\,T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_S \tag{44}$$

und

$$-c_v = A\,T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_S . \tag{45}$$

Für eine isothermische Zustandsänderung wird

$$c = \infty .$$

Ebenso werden auch die Differentialquotienten in den eckigen Klammern der Gleichungen (23) und (31) unendlich groß.

Für eine polytropische Zustandsänderung wird

$$c = \text{konst.}$$

Die Gleichungen (23) und (31) gehen hierfür über in

$$c_p - c = A\,T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_c \tag{46}$$

und

$$c - c_v = A\,T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_c . \tag{47}$$

Für vollkommene Gase wird

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v} . \tag{48}$$

Führen wir dies in Gleichung (47) ein, so folgt daraus die Differentialgleichung der Polytrope

$$\frac{d\,T}{T} = \frac{A\,R}{c - c_v}\,\frac{d\,v}{v} . \tag{49}$$

Durch Integration von (49) erhalten wir

$$T\,v^{\frac{A\,R}{c - c_v}} = \text{konst.} \tag{50}$$

Schreiben wir

$$\frac{A\,R}{c_v - c} = \frac{c_p - c_v}{c_v - c} = m - 1 \tag{51}$$

so geht Gleichung (50) über in den bekannten Ausdruck

$$T \cdot v^{m-1} = \text{konst.} \tag{52}$$

Es sei zum Schlusse bemerkt, daß wir aus den Gleichungen (23), (31) und (43) noch die allgemeinen Beziehungen ableiten können:

$$\frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left[\frac{d\,P}{d\,T}\right] + \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v \left[\frac{d\,v}{d\,T}\right]}{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p + \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v} = 1 \tag{53}$$

und

$$\frac{\left[\frac{d\,P}{d\,T}\right]}{\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v} = \frac{c_p - [c]}{c_p - c_v} . \tag{54}$$

$$\frac{\left[\frac{d\,v}{d\,T}\right]}{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p} = \frac{[c] - c_v}{c_p - c_v} . \tag{55}$$

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß sich die Plancksche Gleichung zur Bestimmung der spezifischen Wärme c_{ps} des trocken gesättigten Dampfes zusammensetzt aus der Summe zweier Gleichungen, von denen die eine zur Bestimmung von c_{ps} genügt, während durch die andere die spezifische Wärme $c_{p\sigma}$ der siedenden Flüssigkeit bestimmt ist.

Es wird ferner gezeigt, daß analoge Gleichungen für die Bestimmung von c_{vs} und $c_{v\sigma}$ gelten.

Zum Schlusse wird eine allgemeine Beziehung zwischen den spezifischen Wärmen anfgestellt und deren Anwendung gezeigt.

(Eingegangen am 27. April 1922.)

Zuschriften an die Schriftleitung.

Der Physiker als Angestellter in der Industrie ist eine verhältnismäßig junge Erscheinung; erst die letzten Jahre haben für diese Laufbahn früher ungekannte Fortschritte gebracht, indem — vor allem in der Metallindustrie — zahlreiche Physikerstellen geschaffen wurden. Damit aber treten an den Berufsstand der Physiker die gleichen Probleme heran, mit denen die anderen akademischen Angestelltenberufe zu tun haben, nämlich die Sorge und Vorsorge um würdige wirtschaftliche Existenzbedingungen. Diese Lebensfragen aber können heutzutage noch weniger als in der Vorkriegszeit von dem Einzelnen, selbst wenn er eine starke Persönlichkeit ist, gelöst werden; es sind Standesaufgaben, die nur von der Gesamtheit bewältigt werden können. Darum ist es, vor allem in Zeiten wirtschaftlicher Krisen wie der gegenwärtigen, wie für alle arbeitenden Volksklassen so auch für die Akademiker, und unter ihnen für die Physiker, von größter Bedeutung, neben ihren wissenschaftlichen Verbänden auch wirtschaftliche Interessenorganisationen zu besitzen. Eine solche besteht:

Der Bund angestellter Chemiker und Ingenieure E. V., Berlin W 35, Potsdamerstr. 36 umfaßt alle Kategorien akademisch gebildeter Naturwissenschaftler und hat es sich zur Aufgabe gemacht, die wirtschaftlichen Interessen der naturwissenschaftlich-technischen Angestellten (im Privat- und Behördendienst) und Beamten mit akademischer Vorbildung zu vertreten. Sein Arbeitsgebiet erstreckt sich nicht nur auf Gehaltsfragen und allgemeine Probleme des Angestelltenvertragsrechts, wie Wettbewerbsverbot, Erfinderrecht, Arbeitszeitgesetze usw., es umfaßt alle den angestellten Akademiker berührenden sozialpolitischen Materien. Er ist als Verhandlungs- und Vertragspartner an zahlreichen Tarifen beteiligt, z. B. Reichstarif für die akademischen Angestellten der chemischen Industrie, Reichskalitarif, Behördenangestelltentarif. Infolge seiner intensiven sachverständigen Mitarbeit hat er sich die Beachtung aller maßgebenden Kreise errungen, so daß heute zu allen Vorverhandlungen über sozialpolitische Gesetzentwürfe, die auch die Akademiker anlangen, die Bundesvertreter zugezogen werden. Erst in jüngster Zeit gelang es ihrem Einfluß, dem Arbeitsnachweisgesetz eine für die Bedürfnisse der Akademiker unmögliche Gestaltung zu nehmen und eine befriedigende Regelung herbeizuführen. Darüber hinaus wirkt der Bund für seine Mitglieder durch Rechtsschutz und Rechtsberatung, Stellenauskunft und Stellenvermittlung, Berufsberatung, Steuer- und Versicherungsberatung, durch eine Unterstützungs- und eine Ersatzkrankenkasse. Er gibt ein 14tägig erscheinendes Organ für seine Mitglieder heraus.

Ein hoher Prozentsatz der angestellten Physiker gehört ihm bereits an, an wichtigen Stellen der Bundesleitung arbeiten solche im Interesse ihres Besufskreises mit. So ist der „Bund" die gegebene wirtschaftliche Organisation des angestellten Physikers. Im Interesse des gesamten Standes liegt es, wenn die noch Außenstehenden, ungesäumt dem Beispiel ihrer Kollegen folgend, sich zu einer geschlossenen Wirtschaftsvertretung im Bund zusammenfinden. B. a. Ch. u. I.

Ein Quecksilberdestillierapparat.

Unter obigem Titel wurde in dieser Zeitschrift (1921), Seite 260, von Herrn Valentiner ein Apparat beschrieben, und dabei auch auf eine ähnliche Beschreibung eines solchen Apparates von Alb. Eliçabe in der Physikalischen Zeitschrift Bezug genommen. Das Prinzip dieser beiden Apparate wurde bereits 1914 in der Zeitschrift für Instrumentenkunde (34), Seite 349, beschrieben; die Heizvorrichtung des dortigen Apparates ist so ausgebildet, daß die Destillation bei ganz genau konstant gehaltener Temperatur erfolgen kann. W. Rohn.

(Eingegangen am 22. März 1922.)

Besprechungen.

Ebert, H., **Lehrbuch der Physik.** II. Band, 1. Teil, Die elektrischen Energieformen. Fertiggestellt und herausgegeben von C. Heinke. XX, 686 S., 341 Abb. i. T. Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1920.

Bei den heutigen Schwierigkeiten, unter denen die studierende Jugend bei der Beschaffung der notwendigen Lehrbücher zu leiden hat, sind die Anforderungen, die man bezüglich Klarheit der Darstellung und Reichhaltigkeit des Stoffes an ein Lehrbuch der Grundlagen der Elektrizitätslehre und ihrer Anwendungen wird stellen müssen, bsonders hoch. Der vorliegende erste Teil des zweiten Bandes des Ebertschen Lehrbuches der Physik entspricht diesen Anforderungen gerade wegen des für ein Kompendium verhältnismäßig großen Umfanges in hohem Maße. Der Student findet in ihm nicht nur eine auf allen Gebieten der experimentellen Grundlagen der Lehre von den elektrischen und magnetischen Erscheinungen ausführliche Beschreibung der Versuche und Messungen, die auch auf Nebenerscheinungen und Einzelheiten wie z. B. auf Vorkehrungen für hochgradige Isolation eingeht, sondern auch alle Ansätze und Gleichungen der theoretischen Physik, die für den Stoff in Betracht kommen. Es ist hierbei sicherlich in didaktischer Beziehung ein Vorzug, daß die theoretischen Gleichungen immer erst da entwickelt werden, wo sie durch die Darstellung anschaulicher Versuche vorbereitet sind. Auch wird nicht versäumt in zahlreichen Aufgaben und praktischen Berechnungen darzutun, was man mit den gewonnenen Gleichungen anfangen kann. Die Darstellung, die zu zwei Drittel noch unmittelbar von Ebert stammt, während der Rest nach stenographischen Notizen und anderen Aufzeichnungen vom Herausgeber selbständig aber ganz im Sinne des Verstorbenen und, wie man wohl sagen darf ohne Unterbrechung des gleichmäßigen Flusses, bearbeitet wurde, hat den Reiz der persönlich erworbenen Auffassungsweise des Verfassers, ohne jedoch den Studierenden das Wissen von den elektrischen und magnetischen Erscheinungen in einem gegenüber dem herkömmlichen fremd anmutenden Gewande zu vermitteln. Sie ist vor allem dadurch gekennzeichnet, daß der Elektronenbegriff von vornherein bereits in der Elektrostatik eingeführt und durchgehends mit Nachdruck betont wird. Überhaupt führt das Buch den Studierenden in die lebendige Gegenwart der heute herrschenden Anschauungen und versäumt dennoch nicht ihr geschichtliches Zustandekommen aufzudecken. Auch die Grundlagen der Elektrotechnik sind in durchaus moderner Weise, wenn auch kurz dargestellt. Die zahlreichen und guten Abbildungen geben, soweit sie sich auf Apparate und Maschinen beziehen, dem Leser eine lebendige Anschauung von ihrer heutigen technisch infolge einer langjährigen Entwicklung gut durchkonstruierten Ausführungsform, und unterstützen, soweit sie schematischer Natur sind, in eindringlicher Weise die Darstellung der Versuche und die theoretischen Ausführungen. Dem Buche, dem hoffentlich der zweite Teil bald folgen kann, ist weite Verbreitung zu wünschen. E. Bollé.

Raman, C. V., **On the Mechanical Theory of the Vibrations of Bowed Strings and of Musical Instruments of the Violin Family, with Experimental Verification of the Results.** Part I. 158 S., 26 Tfln., 28 Abb. i. T. Herausgegeben von „The Indian Association for the Cultivation of Science", Calcutta 1918.

Die ersten Abschnitte des Werkes bringen eine neue kinematische Theorie der Saitenbewegung, die sich zur Untersuchung der Bewegungsvorgänge bei einer von einem Bogen angestrichenen Saite besonders eignet. Man kann bekanntlich die Differentialgleichung der Saitenschwingung in der folgenden Form lösen

$$y = f_1(x + a t) + f_2(x - a t)$$

und kann sich vorstellen, daß von rechts und von links Wellenzüge über die Saite hinlaufen, aus deren Zusammensetzung sich in jedem Augenblick die Form der Saite ergibt. Differenziert man diese Gleichung, so erhält man die Geschwindigkeit

$$\frac{\partial y}{\partial x} = \varphi_1 (x + a t) + \varphi_2 (x - a t$$

und kann nun genau die entsprechenden Vorstellungen der darüber hinlaufenden Wellen anwenden, aus deren Zusammensetzung man die Geschwindigkeit in jedem Augenblick und an jeder Stelle findet. An der angestrichenen Stelle geht die Saite im allgemeinen mit der Geschwindigkeit des Bogens vorwärts und springt dann mit einer anderen, ebenfalls konstanten Geschwindigkeit rückwärts, an den Enden der Saite ist sie dauernd Null. Aus diesen Bedingungen ermittelt Raman die sehr einfache Form der Geschwindigkeitswellen, gerade Linien mit Diskontinuitäten, und entwickelt in anschaulicher Darstellung alle möglichen Formen der Saitenbewegung unter dem Einfluß eines Bogens. Diese Betrachtungsweise verdient große Beachtung, zumal sie sich auch auf andere Fälle anwenden läßt, wie z. B. die gezupfte Saite.

Von der engen Annahme, daß die Geschwindigkeit nur einmal in einer Periode wechselt, macht sich Raman dann frei und nimmt beliebig viele und verschieden große Diskontinuitäten der Geschwindigkeitswellen an, erweitert die Theorie auch auf die Fälle, in denen die Geschwindigkeit der Saite im angestrichenen Punkt gegen die Strichrichtung nicht gleichförmig ist.

Im Anschluß daran werden die Bedingungen erörtert, die an Geschwindigkeit und Druck des Bogens zu stellen sind, falls man bestimmte Arten von Schwingungen erzeugen will, sogar der Einfluß der endlichen Breite der angestrichenen Stelle, die zunächst punktförmig angenommen war, wird besprochen und in ihrer Wirkung klar gemacht, während sie sich einer strengen Rechnung entzieht, die mir übrigens auch keine lohnende Aufgabe zu sein scheint. Aus der Kenntnis der kinematischen Bewegungsverhältnisse errechnet Raman die in jedem Augenblick vom Bogen auf die Saite ausgeübte Reibungskraft, die schnellen und sprunghaften, aber klar nachweisbaren Wechseln unterliegt und selbstverständlich immer unter einem gewissen Größtwert bleibt.

Der Steg, über den die Saite geleitet ist, hat eine gewisse Nachgiebigkeit, die in Rechnung gezogen wird unter der Voraussetzung, daß man sie als Masse mit einer Feder, einer Dämpfung unterworfen, auffassen kann. Die Ergebnisse entsprechen im allgemeinen dem, was man bei Durchrechnung gekoppelter Schwingungen zu finden erwartet: Veränderung der Frequenz der Saite, Hin- und Herwandern der Energie, doch sind hier nicht nur mehrere Frequenzen der Saite möglich (die höheren Harmonischen), sondern auch der Steg wird verschiedene Eigenschwingungen ausführen können.

Es ist nicht leicht, den Gedankengängen des Verfassers zu folgen, da der Gegenstand oft einer exakten mathematischen Durchrechnung nicht zugänglich ist und an ihre Stelle eine glaubhafte Begründung tritt, deren Berechtigung oft nur mühsam erkannt wird. Jedenfalls aber muß man Raman zugestehen, daß er sein Ziel erreicht hat, an Stelle der empirischen Kenntnisse von der Bewegung der gestrichenen Saite eine gut durchgearbeitete und umfassende Theorie gesetzt zu haben. O. Schaefer.

Gehrcke, E., **Physik und Erkenntnistheorie** (Wiss. u. Hyp. XXII). 119 S., 4 Abb. i. T. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1921.

Die Grundlagen – oder Erkenntnislehre – der Physik hat im Laufe der Zeiten manchen Wandel erlebt. Es ist eine der interessantesten und aufschlußreichsten Aufgaben der Geistesgeschichte, die gegenseitige Beeinflussung von Physik und Philosophie durch die letzten zwei Jahrtausende zu verfolgen. Der praktisch forschende Physiker hat im allgemeinen nicht Zeit und oft auch nicht Lust, sich mit diesen schwierigen und ihm scheinbar so fernliegenden Gebieten näher zu befassen. Aber, ohne daß er sich vielleicht dessen bewußt wird, steht auch er und gerade er in seinen letzten wissenschaftlichen Zielen und Vorstellungen unter dem Banne allgemeiner Ideen, die er aus seiner Zeit überkommen und übernommen hat. Und gerade weil er sich dieser Tatsache nicht bewußt ist, hängt er leicht umso fester an diesen ihm unerschütterlich erscheinenden Grundlagen seiner Anschauungen. So gibt es auch heute eine solche meist unbewußt dem praktischen physikalischen Denken zugrunde liegende Meinung von dem Wesen allen physikalischen Forschens, die als selbstverständlich angesehen und deshalb meist einer näheren Prüfung nicht unterzogen wird. Und diese sitzt so tief, daß selbst die scheinbar revolutionärste der heutigen Theorien, die Relativitätstheorie, in ihren erkenntnistheoretischen Wurzeln auf diesem von ihr ungeprüft übernommenen Fundamente ruht und in dieser Hinsicht mit ihm steht und fällt. Sie hat aber auch das Verdienst, die Diskussion über diese Dinge wieder in der breiten Öffentlichkeit aktuell gemacht zu haben. Einer Wiedergabe dieser in der Physik jetzt herrschenden Grundanschauung, ist auch das vorliegende Buch, das einen verdienten praktischen Physiker zum Verfasser hat, gewidmet. Das Buch, das einen sehr erfreulichen Beweis für das lebhafte Interesse darstellt, das erkenntnistheoretische Fragen zurzeit in der Physik finden, kann jedem Physiker als anregende Lektüre wärmstens empfohlen werden.

Es zerfällt in zwei Teile. Im ersten werden allgemeinere Fragen behandelt, im zweiten einzelne Begriffe der Physik einer methodologisch gerichteten Besprechung unterzogen. Als das Kernproblem des ersten Teils erscheint das Verhältnis zwischen dem mathematischem Gesetz und der Realität (S. 27). Es ist sehr zu begrüßen, daß der Verfasser diesem Problem, das tatsächlich im Zentrum aller solchen Betrachtungen stehen müßte, eine solche Rolle zuteilt. Bei dieser Betrachtung steht der Begriff der Genauigkeit in erster Linie. Der Verf. versucht von seinem empiristischen Standpunkte aus diesen Problemen beizukommen (S. 35, 51 usw.). Er gibt dabei eine gut zu lesende Darlegung, die ungefähr dem entspricht, was heute als „allgemeine Meinung" über diese Dinge verbreitet ist. Daß Verf. zu einer wirklichen Lösung des „Anwendungsproblemes" käme, kann man wohl nicht behaupten. Sein Hauptpunkt ist, daß die Wirklichkeit niemals mit voller Exaktheit begrifflich gefaßt werden kann. Dieser Punkt ist natürlich richtig und beinahe selbstverständlich. Wie es aber zugeht, daß wir dennoch viele Gesetze in der Natur mit jeder momentanen Genauigkeit bestätigt finden, das vermag Gehrcke nicht zu erklären, ja, es ist ihm eigentlich gar kein Problem. Noch weniger natürlich die Frage, wie die Natur dazu komme, überhaupt Naturgesetze aufzuweisen. Das, was Gehrcke bietet, ist im wesentlichen eine Erzählung, wie es der Physiker macht. Wir finden das Verfahren des Physikers bei gewissen Messungen, Experimenten, Begriffsbildungen geschildert, und dies sicherlich vielfach ganz vortrefflich, wie es von einem anerkannten Forscher zu erwarten ist. Was aber meist übersehen wird ist das, daß hier die Probleme eigentlich erst beginnen, nämlich die erkenntnistheoretischen. Warum macht es der Physiker so, warum darf er das, warum hat es einen Sinn so zu handeln, diese Fragen kommen so gut wie nicht zur Geltung. Natürlich sind gewisse Ansätze zu vertiefterer Fragestellung da und dort vorhanden, sie bleiben aber in den seltenen Fällen ihres Vorhandenseins stets in den ersten Anfängen stecken. So wird zwischen einer empirischen Einzeltatsache (hic et nunc) und der Entnahme eines Gesetzes (also eines allgemeinen Satzes) aus einer empirischen Beobachtung, überhaupt nicht unterschieden (S. 9) und durch diesen salto mortale über wohl den größten Abgrund, den die Erkenntnistheorie der Physik enthält, gelingt es nun natürlich mit Leichtigkeit aus den Eigenschaften der

ersten Drieschschen Wirklichkeitsstufe die Überzeugung von einem ganz allgemeinen Empirismus als einziger und und letzter physikalischer Philosophie zu erhalten, insofern alle Sätze ohne Ausnahme „nur durch Erfahrung“ (S. 63) gewonnen werden können. Das ist natürlich eine ganze Metaphysik, die ungeprüft vorausgesetzt wird. Die Möglichkeit, diese Dinge ohne jede Metaphysik verständlich zu machen, wie ich sie mittels des Begriffes der Exhaustion zu zeigen vermochte (z. B. in meinen „Grundlagen der angewandten Geometrie“, Leipzig 1911 und später) die auch wegen der damit verbundenen Genauigkeitstheorie G. besonders nahe gelegen haben würde, wird nicht berührt. Auf Anführung einzelner besonders ansprechender oder angreifbarer Stellen und Punkte, wo vieles zu sagen wäre, möchte ich mich nicht einlassen. Vielfach macht sich eine sehr wohltuende Objektivität bemerkbar. So ist die Einstellung auf S. 56, daß die verschiedenen Denker über den Raum doch immer etwas vernünftiges gemeint haben müssen, eine solche, die allgemein zur Annahme zu empfehlen wäre, da sie manche Unsachlichkeiten, wie sie sich gerade jetzt leider so leicht im Kampfe der Meinungen einstellen, verhindern könnte. Andererseits sind z. B. gewisse Aussagen über die Definition der physikalischen Begriffe, die Behauptung der Existenz einer absoluten Größe wohl auf ein nicht ganz scharfes begriffliches Unterscheiden in diesen Fällen zurückzuführen.

Mit dem Gesagten hoffe ich die Vorzüge und Mängel des Buches, so wie sie mir erscheinen, nach Möglichkeit objektiv gekennzeichnet zu haben. Hugo Dingler.

Berndt, G. und H. Schulz, **Grundlagen und Geräte technischer Längenmessungen.** IV, 216 S., 218 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin 1921.

Im letzten Jahrzehnt ist ein neuer Industriezweig zur Entfaltung gelangt, die Industrie der technischen Präzisionsmeßwerkzeuge und der Apparate zu ihrer Kontrolle. Eine zusammenfassende Darstellung der technischen Metronomie entspricht daher gewiß einem verbreiteten Bedürfnis. Das vorliegende Werk kommt mit seinem systematischen Aufbau, seinem reichen Inhalt bei klarer Hervorhebung des Wesentlichen diesem Bedürfnis in weitem Maße entgegen. Es gliedert sich in vier Hauptabteilungen: I. Das metrische System. II. Die technischen Maße. III. Die technischen Meßgeräte mit Maßangabe. IV. Die technischen Meßgeräte ohne Maßangabe (Lehren). In der ersten Abteilung werden nach einer historischen Darstellung der Entwicklung des metrischen Systems, das internationale Urmeter, die Komparatoren und die Zurückführung des Meters auf die Wellenlänge des Lichtes eingehend besprochen, wobei die Theorie der Interferenzen gleicher Dicke und gleicher Neigung eine wohl auch für den Nichtphysiker gemeinverständliche Darstellung erfährt. Ein kurzer Abschnitt über die staatliche Regelung des Maßwesens in Deutschland beschließt diesen Teil. Vom zweiten Hauptteil sei namentlich die Besprechung der technischen Strichmaße und der genauen Endmaße und der Methoden zu deren Prüfung hervorgehoben. Eine kritische Darlegung der bei technischen Messungen, vor allem in der Werkstatt notwendigen und erreichbaren Genauigkeit und ein kurzer Hinweis auf die hierbei in Betracht kommenden physiologischen Fehlerquellen beschließen den zweiten Hauptteil und hiermit den die Grundlagen technischer Längenmessungen behandelnden etwa die Hälfte des Buches (216 S.) bildenden Teil. Die beiden anderen Hauptteile beziehen sich auf die in den Präzisionswerkstätten zur Anwendung gelangenden Meßgeräte, ihre Fehlerquellen und Prüfungsmethoden. Die verschiedensten Ausbildungen der Schublehren, die auf dem mechanischen und optischen Fühlhebel und dem Prinzip der Meßdose beruhenden Geräte, sodann die Mikrometerschrauben, ihre ins Große übertragene Abart die Meßmaschinen, die Teilmaschinen und die Interferenzkomparatoren, im letzten Abschnitt die Außen- und Innenlehren, gelangen zu einer eingehenden durch gute und klare Abbildungen unterstützten Darstellung. Etwas zu kurz behandelt fand ich den für viele technische Zwecke vorzüglich geeigneten Abbeschen Dickenmesser, der nur in einer Ausführungsform wiedergegeben ist. Vielleicht kann man in einer dem Buche zu wünschenden baldigen Neuauflage hierfür Raum gewinnen. Ist es, nebenbei gesagt, nötig und heute noch angebracht in dem optischen Teil von der Bewegung der Ätherteilchen zu sprechen?

Das Buch ist nicht nur für den Konstrukteur von Meßwerkzeugen und den Leiter von Präzisionswerkstätten sondern auch für jeden an Dimensionsmessungen interessierten Physiker von Bedeutung und auch der reinen forschenden Wissenschaft, auf deren ursprüngliche Anregung die heute so vervollkommnete Technik der Präzisionsmeßgeräte zurückzuführen ist, dürfte mit der Kenntnis und Einführung technisch durchgearbeiteter Präzisionsapparate in die Laboratorien der Dank der Technik erstattet werden.

E. Bollé.

Siebel, K., **Die Elektrizität in Metallen.** Samml. Vieweg, H. 62, V, 97 S. 8°. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1922.

Dieses Heft behandelt ein Gebiet der Physik, wo eine Menge von Messungsdaten vorliegt, wo es aber bisher trotz mancher Anläufe an einer allgemein befriedigenden, die verschiedenen Ergebnisse umfassenden Theorie fehlt. Seit dem durch Kamerlingh Onnes der Bereich tiefster Temperaturen erschlossen ist, kann die klassische gaskinetische Theorie entgiltig als ungenügend erwiesen betrachtet werden. Der sonst so erfolgreichen Quantentheorie gelang es nicht, sich dieses Gebietes zu bemächtigen; auch konnte mittels der Röntgenstrahlenanalyse der Ort der Leitungselektronen im Metallgitter nicht ausfindig gemacht werden. Man hat die Empfindung, es müßten ganz neue Gesichtspunkte zum Aufbau einer befriedigenden Theorie herangezogen werden. Der Verfasser gibt eine kurze Darlegung der experimentellen Meßergebnisse, um daran in den einzelnen Abschnitten im Anschluß an die früheren theoretischen Deutungsversuche die neueren des letzten Jahrzehnts zu knüpfen. Etwa die Hälfte des Heftes behandelt die elektrische Leitung der Metalle nebst Einfluß von Druck, Temperatur und Zustandsänderung. Hieran schließen sich die thermoelektrischen, die galvanomagnetischen und thermomagnetischen Erscheinungen. Die Darstellung des Verfassers ist klar und ohne Beanstandungen gelungen; leider fehlt ein Schlagwörterverzeichnis. R. Swinne.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Berlin. Errichtung eines Ordinariats für Strahlenforschung. Das bis 1919 von Geh. Medizinalrat Prof. Grunmach bekleidete Extraordinariat für Untersuchungen mit Röntgenstrahlen an der Berliner Universität soll nach dem Staatshaushaltsetat für 1923 in ein Ordinariat für Strahlenforschung umgewandelt werden, zugleich ist die Errichtung eines Instituts für Strahlentherapie beabsichtigt.

Königsberg. An der Universität Königsberg i. Pr. wird für das Jahr 1923 folgende Preisaufgabe von der Philosophischen Fakultät gestellt: „Es ist die Anwendung des Nernstschen Wärmetheorems auf die Untersuchung der Stabilitätsverhältnisse polymorpher Mineralien darzustellen“.

Personalnachrichten.

Göttingen. A. o. Professor an der Göttinger Universität Dr. phil. Paul Bernays wurde ein Lehrauftrag für mathematische Logik erteilt.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 30, Nollendorfplatz 6, IV Tr. r., Telefon-Nr.: Lützow 225.



Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. v. Dallwitz-Wegener, Heidelberg:
- Herr cand. phys. Hans Hörold, Heidelberg, Untere Neckarstraße 38
- Herr Obertelegrapheninspektor Gustav Kumm, Heidelberg, Brückenkopfstraße 7.
- Herr cand. phys. Heinrich Schilling, Heidelberg, Bahnhof Karlstor.
- Herr cand. phys. Felix Schmieder, Heidelberg, Neue Schloßstraße 34.

Seitens des Herrn Dr. Georg Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
- Herr Dr.-Ing. Albert Fonö, Budapest, V., Rudolf-Ter 6.

Seitens des Herrn Dr. Hans Kuppenheim, Rudolstadt in Thür.:
- Herr Dr. Albrecht Wölfel, Rudolstadt i. Thür. (Phönix, Röntgenröhren-Fabriken A.-G. Rudolstadt).

Seitens des Herrn Dr. Georg Reutlinger, Darmstadt:
- Herr Dr. Karl La Roche, Darmstadt, Riedeselstr. 52.
- Herr stud. rer. phys. Herrmann Rodenstock, Darmstadt, Gutenbergstraße 2.

Seitens des Herrn Dr. Schiller, Leipzig:
- Herr Studienrat Paul Hoffmann, Leipzig-Schleußig, Stieglitzerstraße 2 I.
- Herr cand. phys. Erich Wetzel, Leipzig, Bismarckstraße 6.
- Herr Studienrat Dr. Pickert, Leipzig, Steinstraße 13.
- Herr Dipl.-Ing. Post, Mannheim, Lindenhofplatz 3.
- Herr Richard Sanzenbacher, Tübingen, Herrenbergstraße 41.
- Die Staatl. Verein. Maschinenbauschulen, Köln a. Rhein.
- Herr Dr. O. Werner, Clausthal (Harz), Phys. Inst.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

- Herr Dr. W. Pocher, Göttingen, jetzt Theihsen (Kreis Weißenfels), Bornstraße 9.
- Herr Dr. Georg Schulze, Halle, jetzt Mannheim, L. 12, 8 I.
- Herr Dr. Walter Seidel, Dresden 16, jetzt Leverkusen bei Köln a. Rh., Farbenfabriken T. 5.
- Herr Dr. Otto Treitel, Professor, Heidelberg, jetzt Mannheim, G. 7, 30 III.
- Herr Dr. phil. F. Trendelenburg, Göttingen, Theaterplatz 10 II, jetzt Nikolasee (Wannseebahn), Libellenstraße 4.

Austritte znm 31. Dezember 1922.

- Herr Dr. Karl Bauer, Jena, Beethovenstraße 12.
- Herr Fritz Dühring, Leipzig, Zentralstraße 1.
- Herr Ing. Richard Haupt, Harburg a. E., 1. Wilstorferstraße 11.
- Herr Dipl.-Ing. Th. Limberg, Halle a. d. Saale, Dorotheenstraße 18.

Ortsgruppe Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim.

Für Mitglieder der Ortsgruppe Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim beträgt der Ortsgruppeubeitrag für 1923 400,— M. Die Mitglieder werden gebeten, diesen Beitrag, sowie den Hauptbeitrag von 1000,— M., zusammen also 1400,— M. auf das Postscheckkonto 25002, Karlsruhe in Baden (Ing. A. Schwenk, Mannheim, Rennershofstr. 27) zu überweisen.

Sitzungsberichte.

12. ordentliche Mitgliederversammlung am 31. Mai 1922 im Auditorium der Gewerbeschule Mannheim.

Tagesordnung:

Vortrag des Herrn Dr. F. Schmidt, Heidelberg: „Über den Mechanismus des Leuchtens der Atome".

13. ordentliche Mitgliederversammlung am 26. Juli 1922 im Auditorium der Gewerbeschule Mannheim.

Tagesordnung:

Vortrag des Herrn Dr. Tomaschek, Heidelberg: „Über Lenards Theorie des Uräthers".

Beide Vorträge erregten lebhaftes Interesse und die Ortsgruppe dankt den Herren des Heidelberger Physikalischen Instituts bestens für ihre interessanten Ausfüh rungen. gez. A. Kaller, 1. Schriftführer.

Ortsgruppe Leipzig.

Sitzungsberichte.

Am 14. Dezember 1922: Dr. Schering: „Versuche aus der physiologischen Optik". Prof. Dr. Wiegner: „Über das Perpetuum mobile".

Am 16. Januar 1923: Obering. Schwarz: „(SKF-Normal): Über neuzeitliche Kugel- und Rollenlager".

Änderungen im Vorstand.

An Stelle des ausscheidenden Dr. Schering wurde am 14. Dezember 1922 Herr Dipl.-Ing. Ferdinand Thilo als zweiter Vorsitzender gewählt. gez. Dr. Schiller.

Ausschuß für technische Mechanik des Berliner Bezirksvereins des VDI.

Nächste Sitzungen in der Technischen Hochschule Charlottenburg, Hörsaal 158 H, Beginn 5,15 Uhr.

Tagesordnung:

36. ordentliche Sitzung am 12. Februar.

Dipl.-Ing. Dr. Hort: Über Selbsterregung mechanischer Schwingungen.

37. ordentliche Sitzung am 5. März.

Prof. Reissner: Über eine Bedingung für den stoßfreien Gang von Getrieben.

38. ordentliche Sitzung am 23. April.

Direktor Schieferstein: Nutzbarmachen mechanischer Schwingungen in Maschinen- und Apparatebau.

Eingeladen sind Mitglieder des Vereins Deutscher Ingenieure und der Gesellschaft für technische Physik. Gäste sind willkommen. Der Obmann: Reissner.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1923 | Vierter Jahrgang | Nr. 3

INHALT:



Heinrich Hertz.

Heinrich Rudolf Hertz entdeckte im Jahre 1888 die elektromagnetischen Wellen im freien Luftraume. Er verhalf dadurch der Faraday-Maxwellschen Auffassung zur vollen Anerkennung, daß alle elektrischen und magnetischen Erscheinungen Zeit zu ihrer Fortpflanzung im Raume gebrauchen, schuf die inzwischen noch fester gewordene, experimentelle Brücke zwischen der Elektrizität und dem Licht und wurde endlich der Begründer eines heute zu riesenhafter Höhe angewachsenen Zweiges der technischen Physik: der drahtlosen Nachrichtenübermittlung. Hertz vereinigte in sich die Meisterschaft des Experiments mit derjenigen der mathematischen Theorie und war gerade hierdurch zur Entdeckung der elektromagnetischen Wellen besonders befähigt. Was er sonst noch geleistet hat, wie z. B. die klare Herausarbeitung der elektrodynamischen Grundgleichungen aus dem Werke Maxwells oder die Arbeiten über Gasentladungen und ihre Strahlen, ist für die Wissenschaft nicht minder bedeutungsvoll geworden; so nimmt er einen Platz unter den ersten Physikern der Welt ein.

Über seinen Lebensgang sei kurz folgendes erwähnt: Geboren am 22. Februar 1857 in Hamburg, studierte er bei Helmholtz, der ihn wesentlich zu seinen so erfolgreichen Arbeiten anregte. 1880 promovierte er zum Dr. phil. an der Universität Berlin, 1883 wurde er Privatdozent in Kiel, 1885 Professor an der Technischen Hochschule in Karlsruhe, 1889 an der Universität Bonn. Er starb leider in jungen Jahren am 1. Januar 1894 in Bonn. Sein großer Lehrer Helmholtz hat im Vorwort des dritten Bandes der Gesamtausgabe von Hertz' gesammelten Werken zum Ausdruck gebracht, welche Wertschätzung er diesem seinem größten Schüler beimaß. Der Herausgeber von Hertz' gesammelten Werken wurde sein Assistent Lenard, welcher ganz den Spuren seines von ihm hochverehrten Lehrer folgte, als er das Gebiet der elektrischen Entladungsstrahlen zu der Höhe führte, welche es heute einnimmt. E. G.

Mechanische und akustische Schwingungen.

Längsschwingungen von Flugzeugen.[1])

Von E. Everling.

Übersicht: Die Längsbewegung des Flugzeuges wird vom Standpunkt der Schwingungslehre aus behandelt. Die verschiedenen Schwingungsgleichungen werden erörtert und insbesondere gezeigt, wie eine Differentialgleichung 4. Ordnung zu deuten ist. Eine solche kann z. B. aus vier Differentialgleichungen erster Ordnung hergeleitet werden. Auf ein derartiges „System" lassen sich aber die Bewegungsgleichungen des Flugzeuges umformen. Daraus werden die Stabilitätsbedingungen allgemein hergeleitet und auf Sonderfälle angewendet.

Statische Stabilität ist Vorbedingung für dynamische Stabilität; aber geringe statische Stabilität und große Dämpfung sind vorteilhaft.

Die Längsschwingungen der gebräuchlichen Flugzeuge zerfallen in eine langsame, schwach gedämpfte Längsbewegung und eine schnelle, rasch abklingende Drehung. Daß dies allgemein so sein muß, wird aus der Gestalt der Gleichung mit einer neuen Determinantenregel bewiesen und aus einer allgemeinen Betrachtung des Bewegungsverlaufes anschaulich gemacht.

1. Flugzeugschwingungen.

Das Flugzeug ist als Körper mit sechs Freiheitsgraden zu betrachten, auf den mannigfache, rückführende oder dämpfende Kräfte und Drehmomente wirken; die Verhältnisse sind so verwickelt, daß eine allgemeine Lösung noch keineswegs gelungen ist. Man hat daher bei den bisherigen Lösungsversuchen die Zahl der Freiheitsgrade auf die Hälfte vermindert durch die Annahme, daß die drei Bewegungen in der Symmetrieebene des Flugzeuges, zwei fortschreitende und eine drehende, und die drei Bewegungen senkrecht dazu, eine fortschreitende und zwei drehende, sich gegenseitig nicht beeinflussen, eine Annahme, die streng genommen bereits durch die Rechts- oder Linksläufigkeit der Luftschraube vereitelt wird, die jedoch im Gleitflug[2]) oder bei Flugzeugen mit paarweise gegenläufigen Schrauben hinreichend genau erfüllt ist.

Mit dieser Vereinfachung sollen hier die Längsschwingungen, also

a) fortschreitende Bewegungen senkrecht,
b) wagerecht in der Längsebene des Flugzeuges,
c) Drehungen um die zu dieser Längsebene senkrechte Achse, die Querachse des Flugzeuges,

behandelt werden. Selbst dieser einfachere Fall ist bisher nur für kleine Ausweichungen aus der Mittellage gelöst; erst 1918 konnten Fuchs und Hopf[1]) die allgemeine Bewegung des Flugzeuges in seiner Längsebene mit Hilfe eines Näherungsverfahrens verfolgen.

Angesichts dieser Schwierigkeiten sollen hier keine neuen Ergebnisse abgeleitet, sondern es soll die wichtige Frage der Längsstabilität von Flugzeugen vom Standpunkte der Schwingungslehre aus behandelt und damit dem Verständnis näher gebracht werden.

2. Die Schwingungsgleichung.

Aus der Differentialgleichung der freien, proportional der Geschwindigkeit gedämpften Schwingung

$$m \cdot \frac{d^2 y}{d t^2} + \varkappa \cdot \frac{d y}{d t} + \alpha \cdot y = 0, \qquad (1)$$

oder kürzer geschrieben

$$\ddot{y} + k \cdot \dot{y} + a \cdot y = 0, \qquad (2)$$

d. h. wirkende + dämpfende + rückführende Beschleunigung = 0, wo m (stets positiv) die Masse oder das Trägheitsmoment, y die augenblickliche Ausweichung aus der mittleren Lage (Ausschlaglänge bzw. Verdrehwinkel), $\varkappa = k \cdot m$ die Dämpfung[2]) und $\alpha = a : m$ die Rückführung bedeuten, folgt für positives a, also für verschiedene Vorzeichen von $\ddot{y}$ und $a \cdot y$, bei $\dot{y} = 0$ eine Rückkehr zur Ruhelage hin (statische Stabilität), für negatives a aber eine ständig zunehmende Ausweichung nach einer Seite, im Grenzfalle $a = 0$, wenn einmal $\dot{y} = 0$ ist, ein gleichbleibender Ausschlag. Ob die Rückkehr zur Ruhelage hin zur eigent-

---

[1]) Nach einem Vortrag (1919) im Ausschuß für Technische Mechanik des Berliner Bezirksvereines deutscher Ingenieure für dessen Sammelheft 1 bestimmt, das jedoch nicht erscheinen konnte. Dieser Ausschuß hatte sich damals die Beleuchtung der Schwingungsfrage von verschiedenen Seiten zur Einführung der Ingenieure in dies Gebiet zur Aufgabe gestellt. Der Aufsatz wurde mit Rücksicht auf einige Neuerscheinungen erweitert, in den grundlegenden Erläuterungen (Abschnitt 2) aber gekürzt.

[2]) Abgesehen von Unsymmetrien in Aufbau und Verspannung, die beim Motorflug zusammen mit dem Rückdrehmoment der Schraube Symmetrie ergeben sollen.

[1]) R. Fuchs und L. Hopf, Die allgemeine Längsbewegung des Flugzeuges, Technische Berichte der Flugzeugmeisterei (im folgenden kurz als „TB" bezeichnet), Bd. III, S. 317. Auch das neuerschienene Werk „Aerodynamik" derselben Verf., Handbuch der Flugzeugkunde Band II, Berlin 1922 bei Richard Carl Schmidt & Co., Abschnitt 2, III, S. 343—402.

[2]) Daß die Dämpfbeschleunigung der Geschwindigkeit $\dot{y}$ verhältig sei und keine Bestandteile mit $\dot{y}^2$ oder $\dot{y}^3$ (also Konstanten) enthalte, ist eine Annahme, die für kleine Schwingungen jedenfalls erlaubt ist; andernfalls wird die Rechnung weniger einfach.

lichen Schwingung führt, hängt weiter von der Stärke der Dämpfung ab; es zeigt sich, daß das Gebilde nur für

$$4a > k^2 \quad (3)$$

über die Ruhelage hinausschwingt, andernfalls diese Lage nach unendlich langer Zeit „aperiodisch" erreicht.

Gl. (2) zeigt aber noch ein weiteres: Die dämpfende[1]) Beschleunigung $k \cdot \dot{y}$ wirkt bei zunehmendem Ausschlag im Sinne der Rückstellbeschleunigung $a \cdot y$, bei abnehmendem Ausschlag entgegengesetzt, entspricht also dem gewohnten dämpfenden Einfluß der Reibung oder, anders ausgedrückt, einer überlagerten, der Geschwindigkeit verhältigen Zwangskraft, die im gleichen Zeitmaß, aber mit 270° Phasenverschiebung wirkt. Damit erhält die Lösung der „homogenen" Schwingungsgleichung (2) den Faktor $e^{-\frac{k}{2} \cdot t}$, der einem beständigen Abklingen der Schwingweite entspricht. Nimmt man dagegen k negativ, so wachsen die Ausschläge in jedem Falle. Das läßt sich durch Reibung natürlich nicht verwirklichen, sondern nur durch eine aufgezwungene, der Geschwindigkeit verhältige Kraft, also z. B. bei erzwungenen Schwingungen im Falle der Resonanz, wobei die Phasenverschiebung bekanntlich 90° beträgt. Die Ausschläge wachsen dann im Laufe der Zeit ins Ungemessene. Für diesen Fall des negativen k, der dynamischen Unstabilität, liefern die „gekoppelten" Bewegungen der Flugzeuge anschauliche Beispiele.

Allgemein wird ein Paar von Schwingungen durch zwei Gleichungen von der Gestalt (2) dargestellt, die im Falle der Kopplung noch um Glieder für die Dämpfung und Rückführung durch die jeweils fremde Veränderliche (und deren Ableitung) zu erweitern sind.[2])

Zwei solche Differentialgleichungen 2. Ordnung lassen sich aber zusammenfassen in eine einzige Differentialgleichung 4. Ordnung, die genau das gleiche besagt. Umgekehrt stellt jede lineare homogene Differentialgleichung 4. Ordnung mit unveränderlichen Beiwerten A,

$$\ddddot{y} + A_1 \cdot \dddot{y} + A_2 \cdot \ddot{y} + A_3 \cdot \dot{y} + A_4 \cdot y = 0, \quad (4)$$

ein Paar Schwingungen dar. Zu deren Ermittlung dient der Ansatz

$$y = C_1 \cdot e^{r_1 t} + C_2 \cdot e^{r_2 t} + C_3 \cdot e^{r_3 t} + C_4 \cdot e^{r_4 t}, \quad (5)$$

wobei die C vier Festwerte sind und die r als die vier Wurzeln der Gleichung folgen

$$r^4 + A_1 \cdot r^3 + A_2 \cdot r^2 + A_3 \cdot r + A_4 = 0. \quad (6)$$

[1]) Siehe vorige Anm.

[2]) Beispiel: Die Dämpfung des Anschütz-Kreiselhorizontes mit Pendel bzw. „Schlingertank", etwa R. Grammel, Zur Störungstheorie des Kreiselpendels, Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt **10**, Heft 1/2. 25. Januar 1919, S. 1—12, besonders § 2, S. 7.

Sind die Wurzeln r (paarweise konjugiert) komplex, liefert Gl. (5) zwei im allgemeinen abklingende Schwingungen; sind sie (zwei oder alle vier) negativ oder positiv reell, so entstehen aperiodisch ab- oder zunehmende Ausschläge, und zwar für jedes Wurzelpaar zwei sich überlagernde.

Eine Differentialgleichung 4. Ordnung wie Gl. (4) erhält man aber bei der Berechnung der Flugzeugstabilität, wenn die „klassischen", zuerst (1904) von Bryan[1]) in dieser Form verwendeten Ansätze zugrunde gelegt werden, aus vier Differentialgleichungen 1. Ordnung mit unveränderlichen Beiwerten, die sich in allgemeiner Form schreiben lassen:

$$\dot{y}_1 + b_{11} \cdot y_1 + b_{12} \cdot y_2 + b_{13} \cdot y_3 + b_{14} \cdot y_4 = 0, \quad (7)$$
$$\dot{y}_2 + b_{21} \cdot y_1 + b_{22} \cdot y_2 + b_{23} \cdot y_3 + b_{24} \cdot y_4 = 0, \quad (8)$$
$$\dot{y}_3 + b_{31} \cdot y_1 + b_{32} \cdot y_2 + b_{33} \cdot y_3 + b_{34} \cdot y_4 = 0, \quad (9)$$
$$\dot{y}_4 + b_{41} \cdot y_1 + b_{42} \cdot y_2 + b_{43} \cdot y_3 + b_{44} \cdot y_4 = 0. \quad (10)$$

Durch Ausschalten[2]) von drei Veränderlichen folgen für die vierte, die allgemein mit y bezeichnet wird, wieder Gln. (4), (5) und (6), wobei die Unveränderlichen A sich aus den jedesmal bekannten Größen b der Gln. (7) bis (10) in kurzer Schreibweise[3]) wie folgt ergeben:

$$\left.\begin{aligned} A_1 &= \sum b_{ii} = b_{11} + b_{22} + b_{33} + b_{44}, \\ A_2 &= \frac{1}{2} \sum \begin{vmatrix} b_{ii} & b_{ik} \\ b_{ki} & b_{kk} \end{vmatrix} \\ A_3 &= \sum \beta_{ii}, \text{ wo z. B. } \beta_{22} = \begin{vmatrix} b_{11} & b_{13} & b_{14} \\ b_{31} & b_{33} & b_{34} \\ b_{41} & b_{43} & b_{44} \end{vmatrix} \\ &\text{die „Unterdeterminate" von } b_{22} \text{ ist.} \\ A_4 &= |b_{ik}| = \text{Determinate aller 16 Beiwerte.} \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

[1]) Bryan, Stabilität der Flugzeuge, übersetzt von H. G. Bader, Berlin 1914, bei J. Springer. Weitere Quellen zur Längsstabilität: H. G. Bader, Einführung in die Dynamik der Flugzeuge mit besonderer Berücksichtigung der mechanischen Ähnlichkeit, Diss. Dresden, Berlin 1915, Forschungsheft Nr. 189/190 des Vereines Deutscher Ingenieure, vor allem die Literaturübersicht S. 46—48, und E. Everling, Mechanik des Flugzeuges in Moedebecks Taschenbuch für Flugtechniker und Luftschiffer, Berlin 1922, M. Krayn, Kapitel X, Abschnitt 5, S. 504 - 509, Anm. 47 bis 50; dort ist die Literatur, vor allem die grundlegenden Arbeiten von Reissner (s. auch Anm. 2, S. 87) angegeben. Neuerdings werden die Luftfahrzeugschwingungen behandelt: W. Hort, Technische Schwingungslehre, 2. Aufl., Berlin 1922, bei J. Springer, § 70, S. 311—321.

[2]) In Wirklichkeit werden Gln. (6) und (11) mittels der Ansätze

$$\left.\begin{aligned} y_1 = C_{11} \cdot e^{r_1 \cdot t}, \quad y_2 = C_{12} \cdot e^{r_1 \cdot t}, \quad y_3 &= C_{13} \cdot e^{r_1 t}, \\ y_4 &= C_{14} \cdot e^{r_1 t} \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

gefunden. Setzt man sie in (10) ein, so folgen vier Gleichungen zwischen den vier C, die nur dann verträglich sind, wenn eine verwickelte Beziehung zwischen r_1 und den sechzehn Werten b gilt, die sich durch eine Determinante darstellen und auf die Gestalt (6) mit (11) bringen läßt. r_2, r_3, r_4 führen zum gleichen Ergebnis.

[3]) Bei der Anwendung auf das Flugzeug, Gl. (27), sind die Beiwerte A ausgerechnet.

Dabei sind i und k voneinander verschiedene Zahlen, die von 1—4 laufen.

Zum Auflösen von Gl. (7) bis (10) dient also Gl. (6), ebenso wie für (4); ihre Wurzeln ergeben für alle vier Unbekannten y je einen Ausdruck wie Gl. (5) mit je vier Integrationskonstanten, deren Zahl sich jedoch von 16 auf 4 vermindern lassen muß; in der Tat gelten zwischen ihnen viermal die (zu je dreien unabhängigen) Beziehungen (7) bis (10). Durch vier Anfangsbedingungen ist die Bewegung also eindeutig festgelegt.

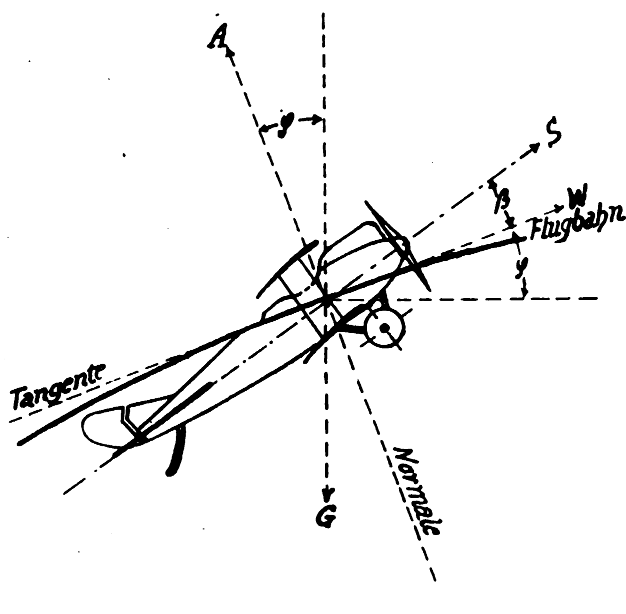


Fig. 1. Kräftespiel am Flugzeug.

Aus der Beschaffenheit der Wurzeln r folgt dann die Form der Schwingungen. Damit insbesondere die Bewegung dynamisch stabil ist, müssen die Ausschläge periodisch oder aperiodisch abklingen, also die Wurzeln r bzw. ihre reellen Teile negativ sein. Notwendige und hinreichende Bedingung dafür ist, daß die vier A und außerdem der Ausdruck

$$\begin{vmatrix} A_1 & A_3 & 0 \\ 1 & A_2 & A_4 \\ 0 & A_1 & A_3 \end{vmatrix} = A_1 A_2 A_3 - A_1^2 A_4 - A_3^2 \qquad (13)$$

positiv sind. Diese 5 Bedingungen kann man nach Gl. (11) durch die b_{ik} ausdrücken, wonach wir später bei der Anwendung verfahren werden.

Falls es gelingt, Gl. (6) in zwei Gln. 2. Grades zu zerlegen,

$$(r^2 + k_1 \cdot r + a_1)(r^2 + k_2 \cdot r + a_2) = 0, \qquad (6\text{a})$$

so fällt die frühere Forderung, daß k_1, k_2, a_1, a_2, also die rückführenden Kräfte und Dämpfungen, positiv sind, mit den Stabilitätsbedingungen, s. Gl. (13), zusammen.

3. Die Längsschwingungen des Flugzeuges.

Nach diesen vorbereitenden Betrachtungen soll das Flugzeug als schwingendes Gebilde behandelt werden. Es wird aufgefaßt als starrer Körper, der sich nur in seiner Symmetrieebene bewegt und außer der fortschreitenden (zweidimensionalen) Bewegung noch eine drehende ausführen kann.

Danach läge es nahe, drei gekoppelte Schwingungsgleichungen anzusetzen mit den sechs Veränderlichen: Wagereche Koordinate, senkrechte Koordinate, Drehwinkel und deren zeitlichen Änderungen. Das gäbe drei Differentialgleichungen 2. Ordnung oder eine Differentialgleichung 6. Ordnung.

Nun sind die beiden Lagekoordinaten selbst ohne Bedeutung, nur ihre Änderung kommt in Betracht. Damit vermindert sich die Ordnung der beiden ersten Gln. auf 1, und es folgt eine Differentialgleichung 4. Ordnung für die Geschwindigkeiten der Fortbewegung nach zwei Richtungen der Symmetrieebene, die Drehung und die Drehgeschwindigkeit als die vier Unbekannten. Dabei ist es gerade wie für Untersuchungen über die Steigfähigkeit vorteilhaft, als Richtungen zum Zerlegen der Fortbewegung die Flugbahntangente und -Normale zu nehmen (Fig. 1).

Durch Gleichsetzen der Trägheitskräfte mit den Schraubenzug-, Schwer- und Luftkräften in Richtung der Flugbahn oder senkrecht dazu, sowie der entsprechenden Momente um die Querachse folgen die drei Bewegungsgleichungen des Flugzeuges

$$\left.\begin{aligned} \frac{G}{g} \cdot \dot{v} = \frac{G}{g} \cdot v \cdot \dot{y}_1 &= S \cdot \cos(\beta + y_2) \\ &- G \cdot \sin(\varphi + y_3 - y_2) - W, \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{G}{g} \cdot v \cdot \dot{\varphi} = \frac{G}{g} \cdot v(\dot{y}_3 - \dot{y}_2) &= S \cdot \sin(\beta + y_2) \\ &- G \cdot \cos(\varphi + y_3 - y_2) + A, \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

$$\frac{G}{g} \cdot \varkappa^2(\ddot{\beta} + \ddot{\varphi}) = \frac{G}{g} \cdot k^2 \cdot \ddot{y}_3 = S \cdot d - M, \quad (16)$$

wobei die einzelnen Größen sind, s. Fig. 1:

G Gewicht, $\frac{G}{g}$ Masse, $\frac{G}{g} \cdot \varkappa_2$ Trägheitsmoment des Flugzeuges;

A Auftrieb, W Widerstand, S Schraubenzugkraft, M Drehmoment der Luftkräfte um den Schwerpunkt;

d Abstand des Schwerpunktes von der Schraubenachse (im allgemeinen ≈ 0);

φ Steigwinkel, β Anstellwinkel (der Schraubenachse), v Geschwindigkeit;

y_1 der verhältnismäßige Zuwachs der Geschwindigkeit, so daß diese den Betrag $v\,(1 + y_1)$ bei einem gleichbleibenden v hat;

y_2 der Zuwachs des (gleichbleibenden) Winkels β zwischen Schraubenachse und Flugbahn;

y_3 der Zuwachs des (gleichbleibenden) Winkels $\varphi + \beta$ zwischen Schraubenachse und Wagerechter.

Den Schraubenzug S kann man, was z. B. Quittner[1]) nur mit Bedenken tut, konstant setzen. Man muß nur den Kunstgriff[2]) anwenden, die Schraubenkraft in einen gleichbleibenden und einen (nahezu) mit dem Quadrat der Fluggeschwindigkeit veränderlichen Teil zu zerlegen und diesen, als „Schraubenwiderstand", zum Flugzeugwiderstand W hinzuzuschlagen.

Die drei Größen W, A und M (gemeinsam mit N bezeichnet) lassen sich abhängig von den dimensionslosen Veränderlichen zerlegen, wenn man sich, und das ist das Wesentliche bei diesen Betrachtungen, auf (unendlich) kleine Änderungen beschränkt, wenn man also das „Verfahren der kleinen Schwingungen" anwendet,

$$N = N_0 + \frac{\partial N}{\partial y_1} \cdot y_1 + \frac{\partial N}{\partial y_2} \cdot y_2 + \frac{\partial N}{\partial \dot{y}_3} \cdot \dot{y}_3. \quad (17)$$

Zu beachten ist dabei, daß die N nicht von y_3, von der Lage des Flugzeuges zur Wagerechten, sondern nur von deren zeitlicher Änderung abhängen, dagegen vom Anstellwinkel $\beta + y_2$ und von der Geschwindigkeit $v(1 + y_1)$, nicht aber von deren zeitlichen Änderungen. Dabei bedeutet $\dot{y}_3$ nicht mehr die Ableitung nach der Zeit, sondern nach der unbenannten[3]) Größe $t \cdot \frac{g}{v}$ (im folgenden auch bei den anderen Ableitungen). N_0 stellt den Wert für die Ruhelage dar, und zwar ergibt sich aus Gln. (14), (15) und (16) für den ungestörten Zustand (y_1, y_2, $y_3 = 0$).

$$\left.\begin{aligned} W_0 &= \quad S \cdot \cos\beta - G \cdot \sin\varphi, & (18)\\ A_0 &= -S \cdot \sin\beta + G \cdot \cos\varphi, & (19)\\ M_0 &= 0, & (20) \end{aligned}\right\}$$

Danach lautet Gl. (16) ausführlich geschrieben

$$\frac{G \cdot g \cdot \varkappa^2}{v^2} \cdot \ddot{y}_3 + \frac{\partial M}{\partial \dot{y}_3} \cdot \dot{y}_3 + \frac{\partial M}{\partial y_2} \cdot y_2 = 0. \quad (21)$$

$\frac{\partial M}{\partial y_1}$ entfällt, weil das Moment der Luftkräfte, von der Geschwindigkeit, also von y_1, unabhängig ist.

Wenn man für einen Augenblick den Steigwinkel φ unveränderlich annimmt, also y_2 mit y_3 gleichsetzt, so entspricht Gl. (21) der früheren Gl. (2) für reine Drehschwingungen: Das Dämpfungsglied wird durch die Abhängigkeit des Momentes von der Lageänderung, die rückführende Kraft durch die Änderung des Momentes bei Schwankungen des Anstellwinkels bestimmt. Damit das Flugzeug nach einer Störung überhaupt in dieselbe Gleichgewichtlage zurückkehrt, müssen die Luftkräfte an Flügeln und Flossen der Drehung entgegenwirken, es muß gelten

$$\left(\frac{\partial M}{\partial y_2}\right)_{M=0} > 0, \quad (22)$$

das Flugzeug muß statisch stabil sein.

Notwendige Bedingung für die „dynamische Stabilität", für die Beseitigung von Störungen durch die Luftkräfte, ist außer dem Vorhandensein eines rückführenden Momentes noch eine hinreichende Dämpfung; da nun vor allem die Flossen einer Drehung des Flugzeuges um den Schwerpunkt entgegenwirken, nimmt die Schwingweite beständig ab, solange reine Drehungen in Frage kommen.

In Wirklichkeit sind aber y_2 und y_3 nicht gleich, (21) bzw. (16) ist mit den weniger übersichtlichen Gln. (14) und (15) gekoppelt. Um das System aufzulösen, sind die Werte der Luftkräfte nach (17) bis (20) einzusetzen und die Winkelsummen auszurechnen, wobei die Kleinheit von y_2 und y_3 bekannte Vereinfachungen zuläßt.

Ferner kann man, weil Auftrieb und Widerstand mit dem Quadrat der Geschwindigkeit, also $2\,y_1$ verhältig zunehmen, für die Ableitungen folgende Vereinfachung einführen:

$$\frac{\partial A}{\partial y_1} = 2\,A_0, \quad \frac{\partial W}{\partial y_1} = 2\,W_0. \quad (23)$$

Um das System auf die Gestalt der Gln. (7) bis (10) zu bringen, also die zweite Ableitung aus (21) wegzuschaffen, ersetzt[1]) man $\dot{y}_3$ durch y_4, also $\ddot{y}_3$ durch $\dot{y}_4$, fügt die Bestimmungsgleichung von y_4 hinzu und erhält schließlich die vier Gleichungen:

$$\dot{y}_1 + 2\frac{W_0}{G} \cdot y_1 + \left(\frac{1}{G} \cdot \frac{\partial W}{\partial y_2} - \frac{A_0}{G}\right) \cdot y_2$$
$$+ \cos\varphi \cdot y_3 + \frac{1}{G} \cdot \frac{\partial W}{\partial y_4} \cdot y_4 = 0,$$

[1]) V. Quittner, Untersuchungen über die Stabilität der Flugzeuge, Jahrbuch der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Luftfahrt, Bd. III, 1914/15, S. 144, besonders S. 146, Fußbemerkung. Die obige Ableitung lehnt sich an Quittner an.

[2]) E. Everling, Der Aufstieg von Flugzeugen, Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt 1916, S. 124ff., besonders S. 127, 2. Spalte.

[3]) v/g ist nämlich die Zeit, die ein Körper braucht, um im freien Fall die Geschwindigkeit v zu erlangen. Diese „Fallzeit" (Stodola) dient also als Einheit für alle Zeitmessungen am betrachteten Flugzeug.

[1]) Eine rein formale Umgestaltung zum Vereinfachen der Darstellung, vgl. Fuchs und Hopf, a. a. O., S. 321, Gl. (IIIa).

$$\left.\begin{aligned} &\dot y_2 + 2\frac{A_0}{G}\cdot y_1 + \left(\frac{1}{G}\cdot\frac{\partial A}{\partial y_2} + \frac{W_0}{G}\right)\cdot y_2 \\ &\quad + \sin\varphi\cdot y_3 - \left(1 - \frac{1}{G}\cdot\frac{\partial A}{\partial y_4}\right)\cdot y_4 = 0, \\ &\dot y_3 + 0\cdot y_1 + 0\cdot y_2 + 0\cdot y_3 - 1\cdot y_4 = 0, \\ &\dot y_4 + 0\cdot y_1 + \frac{v^2}{G\cdot g\cdot \varkappa^2}\cdot\frac{\partial M}{\partial y_2}\cdot y_2 + 0\cdot y_3 \\ &\quad + \frac{v^2}{G\cdot g\cdot\varkappa^2}\cdot\frac{\partial M}{\partial y_4}\cdot y_4 = 0. \end{aligned}\right\} \quad (24)$$

Setzt man weiter zur Abkürzung für die bei kleinen Schwingungen unveränderlichen Ableitungen der Luftkräfte nach den Koordinaten die Abkürzungen

$$\frac{\partial A}{\partial y_2} = A_\beta,\quad \frac{\partial W}{\partial y_2} = W_\beta,\quad \frac{\partial M}{\partial y_2} = M_\beta \quad (25)$$

(Änderung der Luftkräfte mit dem Anstellwinkel β),

$$\frac{\partial A}{\partial y_4} = A_d,\quad \frac{\partial W}{\partial y_4} \approx 0,\quad \frac{\partial M}{\partial y_4} = M_d.$$

(Änderung der Luftkräfte mit der Drehgeschwindigkeit $\dot y_3 = y_4$; für den Widerstand ist sie wegen der geringen, nahe am Schwerpunkt gelegenen Stirnfläche verschwindend gering!), vernachlässigt man weiter A_0 und W_0 neben dem großen Werte von A_β, beachtet man ferner, daß φ ein kleiner Winkel ist, und setzt näherungsweise

$$A_0 \approx G,\quad \text{also}\quad \frac{W_0}{G} = \frac{W_0}{A_0} = \varepsilon \text{ (Gleitzahl)}, \quad (26)$$

so erhält man für die Beiwerte der Gl. (6), aus der das Ergebnis (5) zu ermitteln ist, nach Gl. (11)

$$\left.\begin{aligned} A_1 &= \frac{1}{G}\cdot A_\beta + \frac{v^2}{G\cdot g\cdot\varkappa^2}\cdot M_d, \\ A_2 &= 2\left(\frac{\varepsilon}{G}\cdot A_\beta - \frac{1}{G}\cdot W_\beta + 1\right) + \frac{v^2}{G^2\cdot g\cdot\varkappa^2} \\ &\quad \cdot A_\beta\cdot M_d + \frac{v^2}{G^2\cdot g\cdot\varkappa^2}(G - A_d)\,M_\beta, \\ A_3 &= 2\left(\frac{\varepsilon}{G}\cdot A_\beta - \frac{1}{G}\cdot W_\beta + 1\right)\frac{v^2}{G\cdot g\cdot\varkappa^2}\cdot M_d \\ &\quad + \left(2\varepsilon - \varphi - \frac{2\varepsilon}{G}\cdot A_d\right)\frac{v^2}{G\cdot g\cdot\varkappa^2}\cdot M_\beta, \\ A_4 &= 2\frac{v^2}{G\cdot g\cdot\varkappa^2}\cdot M_\beta. \end{aligned}\right\} \quad (27)$$

Da diese Beiwerte praktisch immer positiv sind, führt die Stabilitätsbedingung (13) nur auf eine verwickelte Ungleichung zwischen den Größen der Rechnung, Gewicht G, Trägheitshbmr. $\varkappa$, Geschwindigkeit v, Steigwinkel φ, die für einen bestimmten Anstellwinkel gegeben sind, und den zugehörigen Änderungen der Luftkräfte mit dem Anstellwinkel und der Drehgeschwindigkeit, sowie der Gleitzahl ε, die aus Modell- oder Flugversuchen für den betreffenden mittleren Anstellwinkel bekannt sind.

Um leichter übersehen zu können, ob und wann Stabilität herrscht, werden zunächst Sonderfälle erörtert.

4. Grenzfälle.

a) Verschwindende Dämpfung, $M_d = 0$, führt auf eine einfache Gestalt der Stabilitätsbedingung (13), nämlich, wenn man noch $\frac{1}{G}\cdot A_d$ gegen 1 und $G(2\varepsilon - \varphi)$ bzw. $(2\varepsilon - \varphi)\cdot(A_\beta\cdot\varepsilon - W_\beta + G)$ gegen A_β vernachlässigt, schließlich

$$\frac{v^2}{g\cdot\varkappa^2}\cdot M_\beta > \frac{1}{\varepsilon - \frac{\varphi}{2}}\cdot A_\beta. \quad (28)$$

Hiernach ist also die Stabilität beim Abstieg (φ negativ) besser als beim Steigen, wo sie für $\varphi = 2\varepsilon$ sogar unmöglich wird. Das steht im Widerspruch zu der Erfahrung, daß die statische Stabilität der Flugzeuge beim Steigen besser ist als beim Gleiten.[1] In der Tat handelt es sich hier, da M_β jedenfalls positiv ist, nicht um statische, sondern um dynamische Unstabilität, also um den eingangs erwähnten bemerkenswerten Fall zunehmender Ausschläge. Diese Unstabilität tritt für gewisse Werte des Rückstellmomentes M_β auch noch bei kleinen Dämpfungen $M_d > 0$ auf, spielt freilich heute keine Rolle mehr. Denn die ausgeführten Flugzeuge nähern sich mehr dem folgenden Grenzfall:

b) Verschwindende statische Stabilität, $M_\beta = 0$, ergibt keine eigentlichen Schwingungen. Gl. (6) mit den Werten von (27) zerfällt und liefert die Wurzeln

$$\left.\begin{aligned} r_1 = 0,\ r_2 = -\frac{v^2}{G\cdot g\cdot\varkappa^2}\cdot M_d,\ r_{3,4} = -\frac{1}{2G} \\ \cdot A_\beta \pm \frac{1}{2G}\sqrt{A_\beta^2 - 8\,G(A_\beta\cdot\varepsilon - W_\beta + G)}. \end{aligned}\right\} \quad (29)$$

Die Nullwurzel gibt in Gl. (5) eine Konstante (also kehrt das Flugzeug nicht mehr in die ursprüngliche Lage zurück), die drei andern Wurzeln sind wegen des überwiegenden Gliedes mit A_β reell und besagen, daß die neue Ruhelage aperiodisch erreicht wird.

[1]) Der Grund liegt darin, daß man beim Steigen mit größeren Anstellwinkeln fliegt, in deren Bereich das Moment der Flügelkräfte sich weniger ändert (kleinere „Druckpunktwanderung"), während die Wirkung der Flossen nahezu gleich bleibt.

Geringe statische Stabilität[1]), verbunden mit starker Dämpfung, ist also vorteilhaft, da sie rasches Abklingen von Störungen und daneben gute Steuerbarkeit gewährleistet. Auch im Schiffbau wählt man ja, freilich aus anderen Gründen, geringe metazentrische Höhen und gute Schlingerdämpfung.

c) Sehr große statische Stabilität[2]) spielt also praktisch keine Rolle. Hier ergibt sich eine einfache ungedämpfte Schwingung, die Lanchester[3]) bereits als Phygoidbewegung behandelt hat.

Große statische Stabilität von der Größenordnung r^2 liefert eine ungedämpfte Schwingung und (wegen der doppelten Wurzel $r = 0$) eine beständige Verschiebung der Ruhelage, also entsprechend Gl. (5) und (9) nach einiger Rechnung

$$y = A_1 \cdot \frac{g}{v} \cdot t + A_2 + C \cdot \sin\left(\sqrt{\frac{g \cdot M_\beta}{G \cdot \varkappa^2}} \cdot t + \delta\right) \cdot \quad (30)$$

5. Der allgemeine Fall.

Da man in Gl. (6) die vier Wurzeln r nicht allgemein bestimmen kann, hat man sich nach Näherungsverfahren umgesehen, die für Einzelfälle die Lösung ergeben. So stellt Quittner[4]) für jedes Zahlenbeispiel durch ein Kurvenbild die Wertbereiche von M_β und M_d dar, für die statische oder dynamische Unstabilität oder Stabilität herrscht, ferner die Gebiete, in denen zwei, eine oder gar keine periodischen Schwingungen auftreten.

Aus den Grenzfällen und dem Kurvenbild ergibt sich, daß die eine Schwingung schwach, die andere stark gedämpft ist. Das hat Reissner[5]) bereits im Jahre 1908 gefunden. Weiß man dies einmal, so kann man Gl. (6) durch schrittweise Näherungsverfahren lösen, z. B. durch Zerfällen von (6) in zwei quadratische Gleichungen[6]), durch Ermitteln der Wurzeln für die stark gedämpften raschen Schwingungen unter Vernachlässigung der kleineren Werte[7]) oder ähnlich, durch Annahme konstanter Geschwindigkeit bei der Untersuchung der Drehbewegung.[1]) Der allgemeine Beweis, warum, oder vielmehr die Bedingung, in welchen Fällen die Bewegung in eine schwach gedämpfte rasche und eine stark gedämpfte langsame zerfällt, fehlte bisher und ist m. W. in der mathematischen Literatur nicht vorhanden.

Dafür, daß die Schwingungen in eine schnelle, rasch abklingende und eine langsame schwach gedämpfte zerfallen, ist notwendig und hinreichend, daß die Determinante

$$D = \begin{vmatrix} \frac{A_1}{2} & 0 & A_3 \\ 1 & \frac{A_1}{2} & A_2 \\ 0 & 1 & \frac{A_1}{2} \end{vmatrix} = \left(\frac{A_1}{2}\right)^3 - \frac{A_1}{2} A_2 + A_3 \quad (31)$$

stark von Null verschieden ist, und zwar für periodische Bewegung positiv, für aperiodische Bewegung negativ (andernfalls ist die raschere Schwingung schwächer gedämpft). Je kleiner dabei A_1 ist, desto mehr müssen die beiden Schwingungszahlen verschieden sein.

6. Die Längsbewegung des Flugzeuges.

Nunmehr können die Wurzeln durch eines der angegebenen Näherungsverfahren ermittelt und in Gl. (5) für die vier Unbekannten y eingeführt werden, von denen also jede die stark und die schwach gedämpfte Schwankung mitmacht. Bei der Bestimmung der je vier Konstanten C aus den Anfangsbedingungen, wie sie Reissner und Gehlen[2]) so vorbildlich (für die Seitenstabilität) durchgeführt haben, zeigt sich jedoch, daß die schnellen, stark gedämpften Schwingungen vorwiegend der Drehung (y_2), die langsamen, allmählich abklingenden vorzugsweise der Fortbewegung (y_1) zukommen. Das läßt sich auch allgemein aus der Abhängigkeit der größeren Näherungswurzeln von M oder aus den Grenzfällen schließen.

Statt rechnerischer Einzelheiten werde der allgemeine Verlauf der Bewegung betrachtet und anschaulich gemacht.[3])

a) Drehschwingungen. „Aufbäumen" bewirkt vergrößerten Anstellwinkel und weckt ein rückdrehendes Moment; es vermehrt zugleich den Auftrieb, bewirkt Steigen, damit Verkleinerung des Luftstoßwinkels und dadurch wieder das entgegengesetzte Spiel. Die Schwingung dauert[4]) rund 0,5 s und klingt infolge der starken Dämpfung

[1]) Viele neuzeitliche Flugzeuge mit guten Flugeigenschaften sind sogar schwach unstabil, geben also schwingungslos langsam zunehmende Ausweichungen aus der Fluglage. Vgl. R. Fuchs, H. Hamburger und L. Hopf, Zur Berechnung der Längsmomente von Flugzeugen. Techn. Berichte der Flugzeugmeisterei, Bd. II, Heft 3, 1. August 1918, S. 463 bis 483, besonders S. 477.

[2]) Vgl. Th. v. Kármán und E. Trefftz, Über Längsstabilität und Längsschwingungen von Flugzeugen, Jahrbuch der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Luftfahrt, Bd. III, 1914/15, S. 116 bis 138, besonders S. 124. Die Verschiebung nach Gl. (30) fehlt dort.

[3]) F. W. Lanchester, Aerodynamik. Deutsch von C. u. A. Runge, Bd. 2, Berlin und Leipzig 1911, S. 28ff.

[4]) V. Quittner, a. a. O., S. 156.

[5]) H. Reißner, „Wissenschaftliche Fortschritte der Flugtechnik" im Jahrbuch der Luftfahrt, Bd. 2, München 1912, bei J. F. Lehmann. Abschnitt 2, Die Stabilität, S. 348 bis 354.

[6]) H. G. Bader, a. a. O., S. 25ff.

[7]) Th. v. Kármán, a. a. O., S. 132ff.

[1]) R. Fuchs und L. Hopf, a. a. O., S. 319.

[2]) K. Gehlen, Diss. Aachen 1913, S. 12ff.; auch Zeitschr. f. Flugtechnik und Motorluftschiffahrt 4, Heft 14, 26. Juli 1913, S. 186; dort weitere Literaturhinweise.

[3]) Teilweise nach H. G. Bader, a. a. O., S. 29f.

[4]) H. G. Bader, a. a. O., S. 44ff.

durch die Flossen bereits in einigen Hundertel Sekunden auf die Hälfte ab, ist also nicht wahrnehmbar.

b) Schwerpunktschwingungen. Zunahme der Geschwindigkeit bewirkt vermehrten Auftrieb, also Steigen, und zwar infolge der Trägheit zuviel. Dabei nimmt die Geschwindigkeit (bei gleichbleibendem Anstellwinkel) allmählich wieder ab, und es tritt Fallen ein. Die Schwingung ist symmetrisch, das Flugzeug hält sich ebensolange über wie unter der Gleichgewichtslage auf, räumlich betrachtet bildet sich also, wegen der unten geringeren Geschwindigkeit, ein breiter „Bergrücken" und ein enges „Tal" in der Flugbahnkurve.

In Wirklichkeit bleibt jedoch der Anstellwinkel dabei nicht gleich, die Erhaltung des Anstellwinkels infolge der statischen Stabilität wirkt nicht augenblicklich, Trägheitswirkungen spielen hinein, und mit dieser Kopplung der Längsbewegung mit der Drehung kommt eine weitere Unsymmetrie in das Bild der Flugbahn: Der Beginn des Ansteigens wie der Talfahrt wird steiler.

Versuche[1]) ergaben übereinstimmend mit der Rechnung eine Schwingungsdauer von 17 s, die Halbwertzeit beträgt rund 10 s.

Anmerkung bei der Korrektur. Die Determinante Gl. (31) ist der Koeffizient des linearen Gliedes in der reduzierten (vom Gliede mit x^3 befreiten) Gl. (6).

[1]) Teilweise nach H. G. Bader, a. a. O., S. 29f.

(Eingegangen am 1. Dezember 1922.)

Die kritischen Drehzahlen von Turbinenwellen.[1])

Von Wilh. Müller.

Das Problem der kritischen Geschwindigkeiten von Wellen begann erst Ende der 90er Jahre die Wissenschaft zu beschäftigen angesichts der von der de Lavalschen Turbine verwirklichten hohen Tourenzahlen. Bekanntlich rühren die Ungleichmäßigkeiten und kritischen Zustände bei der Rotation von Wellen vor allem davon her, daß die Kräfte und Massen nicht vollkommen kreissymmetrisch um die Wellenmittellinie verteilt sind; die geringste Exzentrizität der an der Welle sitzenden Schwungmassen kann eine Schleuderung zur Folge haben, wenn die Umdrehungsgeschwindigkeit nur groß genug wird. Die Erscheinung der gewöhnlichen, mit der elastischen Querschwingungszahl übereinstimmenden Drehzahl wurde, wie bekannt, zum erstenmal theoretisch wie versuchsmäßig durch Dunkerley[1]), A. Föppl[2]) und L. Klein[3]) aufgeklärt. Später hat dann Stodola ausser dieser Resonanzdrehzahl eine neue kritische Zahl gefunden, die ungefähr halb so groß ist wie jene bereits bekannte. Da diese zweite kritische Geschwindigkeit nur bei wagerecht gelagerten Wellen sich geltend macht, so muß sie als Folgeerscheinung der Gewichtswirkung angesehen werden. In komplizierteren Fällen, z. B. bei ungleichförmiger Drehung infolge periodisch wechselnden Drehmomentes und bei mehreren Schwungmassen oder kontinuierlicher Belastung treten noch weitere kritische Drehzahlen auf, die sich auch zu kritischen Bereichen häufen können, und theoretisch genommen, darf man im allgemeinen mit einer unendlichen Anzahl von gefährlichen Geschwindigkeiten rechnen, von denen allerdings nur wenige technisch von Belang sind.

Ich werde im folgenden versuchen, einen Überblick über die mathematischen Lösungen des Problems rotierender, exzentrisch belasteter Wellen zu geben. Für die ersten einfachen Fälle möge die durch ein System von Differentialgleichungen dargestellte absolute Bewegung in den Mittelpunkt gestellt werden, für die komplizierteren Fälle begnügen wir uns mit der relativen, resp. statischen Betrachtung, wie sie etwa in dem großen Stodolaschen Turbinenwerke[4]) niedergelegt ist.

I. Fall. Welle mit einer Schwingungsmasse ohne Gewichtswirkung.

Wenn wir zunächst von äußeren Kräften und Drehmomenten und vom Eigengewicht des Schwungkörpers absehen und eine Scheibe in der Mitte der vertikal gestellten, an zwei Enden drehbar gelagerten Welle annehmen, so bewegt sich der Schwerpunkt S des Schwungkörpers in der zur Verbindungstrecke der Auflager mittelsenkrechten Ebene. In dieser Ebene (Fig. 1 und 2) sei O der Projektionspunkt der Lagermitten, M der Wellenmittelpunkt, $MS = e$ die Exzentrizität des Schwungkörpers, dessen Masse $= m$ gesetzt sein möge. Als einzige äußere Kraft tritt die in Richtung MO wirkende elastische Kraft der Welle auf, welche $= \varkappa'^2 \cdot r$ gesetzt werden kann. Läßt man die Wagerechte und die Senkrechte durch O mit den Koordinatenachsen zusammenfallen, bezeichnet ferner den Winkel zwischen MS und der x-Richtung mit φ und den Trägheitsradius des Systems mit k, so lauten die Bewegungsgleichungen für S:

[1]) Nach dem Habilitationsvortrag des Verfassers.

[1]) Dunkerley, Philos. Transaction of the R. Society 1894, Vol. 185, S. 279—360.

[2]) A. Föppl, Civilingenieur, Leipzig 1895, S. 249 auch techn. Mechanik IV, 2. Aufl., S. 238—265.

[3]) L. Klein, Zeitschr. d. V. d. Ing. 1895, S. 1191.

[4]) Dampfturbinen, 4. Aufl., S. 284—309, 621—624 usw.

$$\left.\begin{aligned} &\frac{d^2 t}{d t^2} + \varkappa^2 (x - e\cos\varphi) = 0,\\ &\frac{d^2 y}{d t^2} + \varkappa^2 (y - e\sin\varphi) = 0,\\ k^2 &\frac{d^2\varphi}{d t^2} + \varkappa^2 e\,(x\sin\varphi - y\cos\varphi) = 0, \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

worin $\frac{\varkappa'^2}{m} = \varkappa^2$ gesetzt ist.

Man kennt von vornherein zwei Integrale des Systems 1, die Energiegleichung und das Integral des Flächensatzes.

Bei verschwindender Exzentrizität $e = 0$ bewegt sich der Schwerpunkt S unter dem Einfluß der elastischen Kraft der Welle auf einer Ellipse,

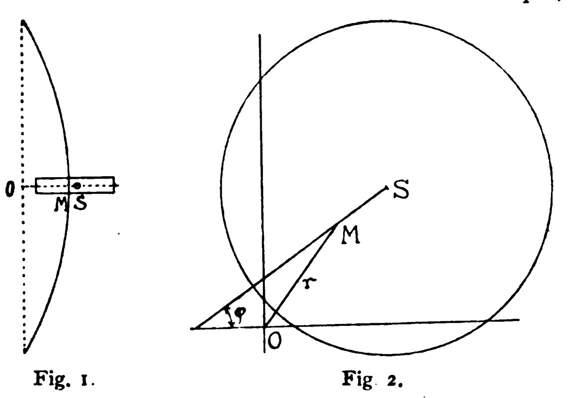


Fig. 1. Fig. 2.

deren Mittelpunkt O ist, und das System dreht sich außerdem unabhängig davon mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω um S.

Für einen von Null verschiedenen Wert von e kann man ∞^2 Lösungen jedenfalls unter der Annahme angeben, daß die Exzentrizität gegenüber dem Trägheitsradius des Schwungkörpers vernachlässigt werden kann oder daß die Punkte $O\,S\,M$ dauernd in einer Geraden liegen. Da nämlich in diesem Falle das Drehmoment auf der rechten Seite der dritten Gleichung verschwindet, so ergibt sich eine gleichförmige Drehung

$$\varphi = \omega t + \varphi_0 \qquad (2a)$$

und weiter für x und y

$$\left.\begin{aligned} x &= P_1\cos\varkappa t + Q_1\sin\varkappa t\\ &\quad + \frac{e\varkappa^2}{\varkappa^2-\omega^2}\cos(\omega t + \varphi_0)\\ y &= P_2\cos\varkappa t + Q\sin\varkappa t\\ &\quad + \frac{e\varkappa^2}{\varkappa^2-\omega^2}\sin(\omega t + \varphi_0). \end{aligned}\right\} \qquad (2b)$$

Die ersten beiden Glieder dieser Ausdrücke stellen nichts anderes dar wie die unabhängig von der Rotation erfolgende harmonische Schwingung: je nach der Art des Anfangsimpulses beschreibt S eine Ellipse, einen Kreis oder eine Gerade.

Wegen der immer vorhandenen Dämpfung wird diese Schwingung bald abklingen, und es wird schließlich der zweite Bewegungsanteil allein übrig bleiben, der in einer kreisförmigen Bewegung des Schwerpunktes mit der Winkelgeschwindigkeit ω besteht. Der Radius dieses Kreises ist

$$\lambda = e\frac{\varkappa^2}{\varkappa^2-\omega^2}.$$

Für kleinere Werte von ω wird λ positiv, der Absolutwert ist etwas größer als die Exzentrizität e. Sobald ω dem Werte $\varkappa$ sich nähert, beginnt λ stark zu wachsen. $\omega = \varkappa = \omega_0$ bedeutet die bekannte erste kritische Geschwindigkeit mit theoretisch unendlich großen Ausschlägen, die zuerst durch Versuche von Klein und anderen einwandfrei bestätigt wurde. Wird $\omega > \varkappa$, so nimmt der Absolutwert von λ wieder ab und für sehr große ω wird λ nahezu $= 0$. In diesem Falle beschreibt S nur noch die Ellipse der harmonischen Bewegung.

Obwohl die Föpplsche Näherungslösung vom technischen Standpunkte aus als genügend betrachtet werden muß, so möchten wir hier doch zweier anderer, im wesentlichen mathematisch gerichteter Arbeiten gedenken, welche die Annäherung an die exakte Lösung um einige Schritte weiter verfolgen. Lecornu[1]) findet, indem er $\frac{1}{\varkappa^2} = \varepsilon$ einführt und die Ausdrücke nur bis zur 1. Potenz von ε berücksichtigt, mittels der Variation der Konstanten in den Ausdrücken (2b), daß die Schwingungsellipse bei Vernachlässigung der Dämpfung ihre Lage nicht beibehält, sondern eine Drehung mit konstanter Geschwindigkeit

$$\mu = \frac{\varkappa^4\omega}{2(\varkappa^2-\omega^2)}\cdot\frac{e^2}{n^2}$$

um den Mittelpunkt O ausführt, welche sich in der Maße vergrößert, wie ω dem kritischen Werte $\varkappa$ sich annähert. Was die Größenordnung von μ angeht, so möge etwa das Zahlenbeispiel

$e = 4\cdot 10^{-4}$ cm, $k = 25$ cm, $m = 68$ kg, $n = 2045$

betrachtet werden.

Ist etwa $\omega = 7\varkappa$, so wird

$$\mu = \frac{7\varkappa\cdot e^2}{48^2\cdot\varkappa^2} \sim 1{,}4\cdot 10^{-9}.$$

Die Ellipse macht also eine Umdrehung in $\frac{2\pi}{\mu} = 2\cdot 10^8$ Sek $= 158$ Jahren, für $\omega = 4\varkappa$ würde die Umdrehungszeit etwa $2^1/_2$ Jahre betragen. Bei geringer Exzentrizität und genügendem Abstand vom kritischen Drehbereich ist also μ von außer-

[1]) Journal de l'Ecole polytechn. II. Série (1906), Sur les turbines a axe Flexible, S. 95—107.

ordentlicher Kleinheit und kommt praktisch nicht in betracht.

In einer größeren Arbeit geht W. Behrens[1]) noch einen Schritt weiter als Lecornu und verfolgt die Bewegung des Schwerpunktes des Schwungkörpers bis zu den Oszillationen, welche der bisher betrachteten epizykloidischen Drehung überlagert sind. Er führt das Problem, wie hier nicht näher dargelegt werden kann, im engen Anschluß an die Störungstheorie der Astromechanik, im besonderen an eine von Poincaré[2]) angegebene allgemeine Methode durch, welche von den kanonischen (Hamiltonschen) Bewegungsgleichungen und der Jakobischen partiellen Differentialgleichung Gebrauch macht. Das Resultat besteht schließlich in zwei größeren Reihenentwicklungen, von denen die eine im normalen, die andere im kritischen Bereiche gültig ist. Im normalen Fall

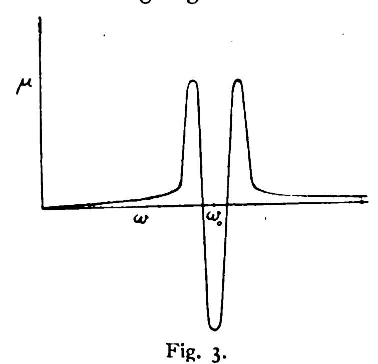


Fig. 3.

z. B. bewegt sich nach Behrens der Schwerpunkt auf einer Ellipse, deren exzentrische Anomalie mit der Geschwindigkeit

$$\mu' = \frac{e^2}{4k^2} \cdot \frac{\varkappa^3(\varkappa^2 + \omega^2)}{(\varkappa^2 - \omega^2)^2}$$

zunimmt. Die Ellipse dreht sich mit der Lecornuschen Geschwindigkeit μ und das ganze System schließlich mit der Geschwindigkeit ω um S.

Der Ausdruck für die Drehgeschwindigkeit μ im kritischen Bereiche ist durch bestimmte Integrale und Benutzung vieler neuer Hilfsgrößen dargestellt; es hat daher keinen Zweck, sie hier anzugeben. Ich möchte nur die graphische Darstellung (Fig. 3) von μ in Abhängigkeit von ω wiedergeben, wobei bemerkt sein mag, daß es sich wegen des ungeheueren Unterschiedes von μ im normalen und kritischen Bereiche nur um eine qualitativ richtige Veranschaulichung handelt. Auf den feineren Charakter der Schwingungsbewegung höherer Art, die mit großer Gründlichkeit untersucht ist, kann hier nicht eingegangen werden.

[1]) Ein mechanisches Problem aus der Theorie der Lavalturbine, Zeitschrift für Mathematik und Physik 1911, S. 337.

[2]) Les methodes nouvelles de la mécanique céleste, Paris 1892—93, I, S. 32—33.

II. Fall. Welle mit einer Schwungmasse unter der Wirkung eines periodisch wechselnden Drehmomentes (insbesondere des Gewichts).

Setzt man an Stelle der dritten Gleichung (1) die folgende

$$\left.\begin{aligned} k^2 \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \varkappa^2 e(x \sin\varphi - y\cos\varphi) \\ = M_1 \cos n\varphi + M_2 \sin n\varphi \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

und vernachlässigt das zweite Glied links gegen den Ausdruck rechts, integriert und setzt die daraus zu gewinnenden Näherungsausdrücke von $\sin\varphi$ und $\cos\varphi$ in die beiden ersten Gleichungen (1) ein, so erhält man schließlich z. B. für x nach H. Lorenz[1]) in erster Annäherung

$$\left.\begin{aligned} x = P_1 \cos\varkappa t + Q_1 \sin\varkappa t \\ + \frac{\varkappa^2 e}{\varkappa^2 - \omega^2}\left(\cos\omega t - \frac{\mu_1}{n\omega}\sin\omega t\right) \\ + \frac{\varkappa^2 e}{2\varkappa\omega}\,\frac{\mu_1 \sin(n+1)\omega t - \mu_2 \cos(n+1)\omega t}{\varkappa^2 - (n+1)^2\omega^2} \\ + \frac{\varkappa^2 e}{2\varkappa\omega}\,\frac{\mu_1 \sin(n-1)\omega t - \mu_2 \cos(n-1)\omega t}{\varkappa^2 - (n-1)^2\omega^2} \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

wo

$$\frac{M_1}{k^2\varkappa\omega} = \mu_1, \quad \frac{M_2}{k^2\varkappa\omega} = \mu_2$$

gesetzt ist und ω den mittleren Wert der Umdrehungsgeschwindigkeit bezeichnet. Die ersten beiden Glieder stellen die freie Schwingung dar, die andern die erzwungene, deren Ausschläge für die kritischen Drehzahlen

$$\omega_0 = \varkappa, \quad \omega_1 = \frac{\varkappa}{n+1}, \quad \omega_2 = \frac{\varkappa}{n-1} \qquad (5)$$

beliebig hoch anwachsen. Die Drehzahl ω_1 stimmt mit der von Föppl[2]) gefundenen überein. In dem diesbezüglichen Versuche sind die Schwankungen durch eine Kupplung der Versuchswelle mit einer um einen kleinen Winkel dagegen geneigten gleichförmig umlaufenden Motorwelle vermittelst eines Hookeschen Gelenkes verwirklicht. Es ist dann $n = 2$ zu setzen und

$$\omega_0 = \varkappa = \omega_2, \quad \omega_1 = \frac{\varkappa}{3}.$$

Im Falle einer einzylindrischen Viertaktmaschine hat das Drehmoment einen Höchstwert für zwei volle Umdrehungen, also ist hier $n = 0{,}5$ und

$$\omega_1 = \frac{2}{3}\varkappa, \quad \omega_2 = -2\varkappa,$$

[1]) Kritische Drehzahlen rasch umlaufender Wellen, Zeitschr. d. V. d. Ing. 63 (1919), S. 888.

[2]) In der Zeitschrift für das gesamte Turbinenwesen, 1918, Heft 18 u. 19; Zeitschr. d. V. d. Ing 1919, S. 866; man vgl. auch die Zuschriften von Gümbel und Stodala in demselben Heft dieser Zeitschrift.

während eine doppeltwirkende Dampfmaschine mit zwei Höchstwerten des Moments mit dem Hookeschen Gelenk die kritischen Geschwindigkeiten gemeinsam hat usw.

Auch den Fall der Gewichtswirkung des Schwerkörpers erhält man aus dem allgemeinen Ansatz durch die Annahme

$$M_2 = 0, \quad M_1 = m g e \sin \beta, \quad n = 1,$$

wo β den Neigungswinkel der Welle gegen die Vertikale an der Stelle des Rades bezeichnet. ω_1 geht dann über in die bekannte zweite, zuerst von Stodola gefundene kritische Geschwindigkeit

$$\omega_1 = \frac{\varkappa}{2}.$$

Verfolgt man die Bewegung des Schwerpunktes für diesen Fall genauer[1]), so erhält man wieder eine Epizykloide. Der Mittelpunkt des Grundkreises befindet sich um $\frac{g e^2 \sin \beta}{2 k^2 \omega}$ unter dem Wellenmittel. Auf diesem Grundkreis bewegt sich der Mittelpunkt eines zweiten Kreises mit der Winkelgeschwindigkeit ω, dessen Radius mit dem Endpunkte S mit der doppelten Geschwindigkeit umläuft. Wesentlich erscheint nun der von Lorenz auf Grund der Energiegleichung geführte Nachweis, daß, wie auch die Beobachtung gelehrt hat, nur bei der gewöhnlichen kritischen Drehzahl ω_0 unter sehr geringem Energieaufwand gefährliche und stetig anwachsende Durchbiegungen eintreten können, während die Ausschläge infolge ungleichförmiger Drehung auch im Falle der Resonanz im allgemeinen innerhalb enger Grenze bleiben werden. Im ersteren Falle beschreibt das Wellenmittel eine archimedische Spirale, indem für jede volle Umdrehung der Biegungspfeil um $e\pi$ zunimmt. S befindet sich dabei in dem zu OM senkrechten Abstand e, bewegt sich also auch auf einer spiralartigen Kurve. Ist z. B. wie im Beispiele Föppls $mg = 10{,}5$ kg, $n = 30$ sk^{-1}, $e = 10^{-3}$ m, so wird schon nach zehn Umläufen der Biegungspfeil auf 31,4 mm und das Moment auf 0,03·2 mkg mit einem Arbeitsverbrauch von 0,95 mkg angestiegen sein.

III. Fall. Welle mit mehreren Schwungmassen.

Wenn auf der Welle mehrere Einzelmassen m_1 m_2 . . . sitzen, so kann man zur Berechnung der kleinsten kritischen Geschwindigkeit ω_0 der Gesamtbelastung eine zuerst von Dunkerley[2]) experimentell abgeleitete Formel benutzen

$$\frac{1}{\omega_0^2} = \frac{1}{\omega_1^2} + \frac{1}{\omega_2^2} + \cdots, \tag{6}$$

[1]) Vgl. H. Lorenz, Z. d V. d. I. 1919, S. 240 f.

[2]) Philos. Transaction 1894.

in der $\omega_1^2 = \frac{\varkappa_1^2}{m_1}$ . . . die kritischen Geschwindigkeiten für die einzelnen, allein vorhandenen Massen bedeuten. Um diese Formel auf ihre Berechtigung hin zu prüfen, muß man von dem Grundsatze Gebrauch machen, daß die kritische Drehzahl mit derjenigen der Biegungsschwingung der belasteten Welle übereinstimmt. Die Berechnung der statischen Durchbiegung durch die Fliehkräfte führt dann bei n Massen zu einer Gleichung n-ten Grades für die reziproken Quadrate $\frac{1}{\omega_{k_1}^2}, \frac{1}{\omega_{k_2}^2}$ . . der n-kritischen Geschwindigkeiten.[1]) Aus dieser Gleichung ergibt sich die Beziehung

$$\sum_1^n \frac{1}{\omega_{k_\nu}^2} = \sum_1^n \frac{1}{\omega_\nu^2}. \tag{7}$$

Man erkennt daraus, daß die Dunkerleysche Formel nur unter der Voraussetzung gültig ist, daß die höheren kritischen Geschwindigkeiten sehr groß sind. Sie wird um so ungenauer, je näher die kritischen Geschwindigkeiten erster und höherer Ordnung aneinander liegen. Außerdem liefert sie nur einen Näherungswert für die den gleichgerichteten Biegungsausschlägen zugeordnete kritische Drehzahl.[2]) Es zeigt sich, daß der Fehler, den man bei der Rechnung mit zwei Massen begeht, etwa bis zu 6 % betragen kann. In komplizierten Fällen, namentlich, wenn die Eigenmasse der nicht rein zylindrisch gebauten Welle ihren Einfluß geltend macht, muß man andere Näherungsmethoden verwenden.

IV. Fall. Berücksichtigung stetiger Massenverteilung.

Man könnte in diesem Falle nach dem Vorgange von M. Krause[3]) die Dunkerleysche Näherungsgleichung in der Integralform

$$\frac{1}{\omega_0^2} = \int \frac{dm}{\varkappa^2} \tag{8}$$

benutzen. Genauere Resultate erhält man, wenn man von der statischen Durchbiegung y durch die Fliehkräfte ausgeht. Man gelangt dann bei Vernachlässigung der Exzentrizität zu einer wohlbekannten Differentialgleichung

$$EJ\frac{d^4 y}{d z^4} = m_1 \omega^2 y$$

[1]) Vgl. E. Hahn, Note sur la vitesse critique des arbres et la formule de Dunkerley. Schweiz. Bauzeitung 9. Nov. 1918, S. 191; H. Lorenz, Zur Berechnung krit. Drehzahlen, Zeitschr. für d. gesamte Turbinenwesen 1920, Heft 21, S. 246; H. Carsten, Näherungsverfahren zur Bestimmung von kritischen Drehzahlen, Zeitschr. f. techn. Physik 1921, Nr. 7, S. 187.

[2]) Vgl. Lorenz, a. a. O., S. 246.

[3]) Zeitschr. d. V. d. Ing. 1914, S. 878.

oder

$$\frac{d^4 y}{d z^4} = \frac{\omega^2}{c^2 k^2} y = \nu^4 y, \qquad (9)$$

wo z die axiale Koordinate der Wellenmittellinie, γ das spezifische Gewicht des Materials, g die Endbeschleunigung, m_1 die auf die Längeneinheit reduzierte Masse, E den Elastizitätsmodul, $J = F k^2$ das Trägheitsmoment des Querschnitts F, $c = \sqrt{\frac{E g}{\gamma}}$ die Schallgeschwindigkeit im Material bedeutet. Das allgemeine Integral ist

$$y = A e^{\nu z} + B e^{-\nu z} + C \cos \nu z + D \sin \nu z. \quad (10)$$

Wenn die Welle beiderseits drehbar gelagert ist, liefern die Grenzbedingungen

$$\left.\begin{matrix} z = 0 \\ z = l \end{matrix}\right\} y = 0, \; M \text{ (Biegungsmoment)} = 0,$$

$$l \sqrt{\frac{\omega}{c k}} = n \pi, \; \omega_k = n^2 \pi^2 \frac{c k}{l^2}. \text{ [1]} \qquad (11)$$

Für die Verbindung einer Schwungmasse G/g in der Mitte der Welle mit der Wellenmasse G_0/g haben wir

$$\frac{1}{\omega^2} = \frac{1}{48} \frac{G}{G_0} \frac{l^4}{k^2 c^2} \left(1 + \frac{48}{n^4 \pi^4} \frac{G_0}{G}\right). \qquad (12)$$

Wenn die Eigenmasse der Welle von gleicher Größenordnung ist wie die Schwungmasse (wie bei Dampfturbinen, Turbokompressoren, Schleuderpumpen usw.), so kommen auch die höheren kritischen Drehzahlen in Betracht, die alle zwischen den Werten $n = 1$ bis $n = \infty$ liegen. Durch den Einfluß der Wellenmasse tritt somit ein kritischer Drehzahlenbereich auf. Haben wir z. B. eine Stahlwelle vom Halbmesser 2 cm, $k = 1$ cm, $l = 100$ cm und ein Kreiselrad in der Mitte vom selben Gewicht, so folgen aus (12) die Grenzwerte des kritischen Bereichs $\omega_0 = 287$ sc^{-1} und $\omega_0 = 346$ sc^{-1}.[2])

Wenn man auf die Schiefstellung der Scheiben Rücksicht nimmt, so ist, wie Stodola[3]) ausführt, noch ein Glied auf der linken Seite der Differentialgleichung (9) hinzuzufügen, welches das Massenträgheitsmoment Θ der Scheibe und Welle pro Längeneinheit, bezogen auf eine zur Ebene der elastischen Linie senkrechte Schwerenachse, enthält. Wir haben dann

$$J E \frac{d^4 y}{d z^4} - \Theta \omega^2 \frac{d^2 y}{d z^2} = m_1 \omega^2 y, \qquad (13)$$

womit für die erste kritische Geschwindigkeit der vergrößerte Wert resultiert

$$\omega_k^2 = \frac{\pi^4 J E}{l^4} \frac{1}{\left(1 - \frac{\pi^2 \Theta}{4 m_1 l^2}\right)}. \qquad (14)$$

A. Kneser[1]) endlich untersucht die Lösung der Differentialgleichungen für die Wellenschwingung unter Voraussetzung einer mit z veränderlichen Exzentrizität

$$E J \frac{d^4 y}{d z^4} = m \omega^2 [y + e_y(z)],$$

$$E J \frac{d^4 x}{d z^4} = m \omega^2 [x + e_x(z)]$$

und stellt unter Zugrundelegung von Fourierschen Reihen für e_y und e_x interessante und praktisch realisierbare Bedingungen für ein Unschädlichwerden der kritischen Geschwindigkeit auf.

Allgemeine Näherungsmethoden.

Für zylindrische Wellen kann man die kritischen Drehzahlen angenähert finden, wenn man den Ausdruck für die Formänderungsarbeit der Arbeit der Fliehkräfte der Einzelmassen $m_1 m_2 \ldots$ und der Wellenmasse m_0 gleichsetzt.[2]) Man erhält

$$E \int_0^l J \left(\frac{d^2 y}{d z^2}\right)^2 d z = \omega^2 \left(\sum m y^2 + \int_0^l y^2 d m_0\right). \quad (15)$$

Hierin muß noch die Abhängigkeit des Trägheitsmomentes und der Ausschläge y von z, d. h. die elastische Linie gegeben sein. Für die einfachsten Fälle kann man, wie Lorenz gezeigt hat, mit Rücksicht auf die Anfangsbedingungen einfache Kreisfunktionen substituieren. Trägt die masselos gedachte Welle mehrere Schwungmassen mit den Koordinaten $z_1 z_2 \ldots$, so geht die Gleichung (15) über in

$$E \int_0^l J f''(z) d z = \omega^2 [m_1 f^2(z_1) + m_2 f^2(z_2) + \ldots] \quad (16)$$

und es resultiert wieder die Dunkerleysche Näherungsformel unter der Voraussetzung der Unabhängigkeit der für die Gestalt der Biegungslinie maßgebenden Funktion $f(z)$ von der Massenverteilung längs der Welle.[3])

---

[1]) Bei einseitig eingespannter Welle wird

$$\omega_k = 3{,}5 \frac{k c}{l^2}, \quad \left(\frac{2n+1}{2} \pi\right)^2 \frac{2 k c}{l^2},$$

bei beiderseitiger Einspannung

$$\omega_k = \left(\frac{2n+1}{2} \pi\right)^2 \frac{k c}{l^2}.$$

[2]) Vgl. H. Lorenz, Zeitschr. d. V. d. Ing., 1919, S. 240.

[3]) A. a. O. S. 298; vgl. auch R. Grammel, kritische Drehzahl und Kreiselwirkung, Zeitschr. d. V. d. Ing., 1920, Nr. 44, S. 911.

[1]) Ein Beitrag zur Theorie der schnell umlaufenden elastischen Welle, Zeitschr. f. M. u. Ph. 1904, S. 64—67.

[2]) Vgl. H. Lorenz, Zeitschr. f. d. Turbinenwesen, 1920, Heft 20, S. 231.

[3]) Ebenda, S. 232.

Aus der Arbeitsgleichung ergibt sich ferner durch eine geringe Umformung und Vergleich mit dem Fall einer Masse eine weitere, zuerst von G. Kull[1]) benutzte allgemeingültige Näherungsformel für die kritische Drehzahl

$$\frac{g}{\omega_n^2} = \frac{\sum m y^2 + \int_0^l y^2 \, d m_0}{\sum m y + \int_0^l y \, d m_0}. \qquad (17)$$

Der Ausdruck rechts stellt die reduzierte Pendellänge der durch die Biegung ausgelenkten Massen um die Lagerverbindungslinie als Drehachse dar. Die Schwingungsdauer dieses Pendels gibt einen Näherungswert für die Dauer der Biegungsschwingung bei derselben Massenanordnung und damit für die kritische Geschwindigkeit.[2]) Man kann die Formel auch weiterhin benützen, um die höheren kritischen Drehzahlen (entsprechend Massenanordnungen zu beiden Seiten der ungestörten Ruhelage) zu berechnen.

Die bereits zitierte Arbeit von Carstens gibt eine graphische Ausgestaltung einer derartigen Bestimmung. Die Gleichung von Kull und die um (7) gruppierten Formeln führen ferner für eine mehrfach belastete und mehrfach gelagerte Welle zu interessanten Beziehungen zwischen den verschiedenen Drehzahlen, die dazu verwendet werden, einen aus Stodolas Turbinenwerk[3]) entnommenen Fall einer dreifach gelagerten Welle genau zu untersuchen. Die Resultate befinden sich in guter Übereinstimmung mit einer früheren Berechnung der gleichen Wellen.[4]) Auf die sonstigen graphischen Methoden[5]) zur Ermittlung kritischer Geschwindigkeiten kann in diesem Zusammenhang nicht eingegangen werden.

Zusammenfassung.

Die Theorie der kritischen Drehzahlen rotierender Wellen mit unstetiger und stetiger Massenverteilung (auch unter Berücksichtigung des Eigengewichtes) wird dargestellt.

[1]) Vgl. G. Kull, Neue Beiträge zum Kapitel: Kritische Drehzahlen schnell umlaufender Wellen. Z. d. V. d. Ing., 1918, S. 249ff., ebenso die Arbeiten von Carstens und Lorenz.

[2]) Lorenz, a. a. O., S. 248.

[3]) A. a. O., S. 248.

[4]) Zeitschr. f. techn. Physik, 1921, Heft 6, S. 166.

[5]) Vgl. etwa Borowicz, Beitrag zur Berechnung der kritischen Geschwindigkeiten von mehrfach gelagerten Wellen, Dissertation München 1915.

(Eingegangen am 19. April 1922.)

Ein Apparat zur Umformung von Wasserschall in Luftschall und umgekehrt.

Von W. Hahnemann, H. Hecht und H. Lichte.

(Mitteilung aus den Laboratorien der Signalgesellschaft Kiel.

Beim Auftreffen einer Schallwelle auf die Grenzschicht zweier Medien tritt im allgemeinen nur ein Teil der Schallenergie aus dem ersten Medium in das zweite über, während der Rest reflektiert wird. Das Verhältnis der übergehenden Schallenergie zu der auf die Trennungsfläche auftreffenden ist abhängig von den physikalischen Eigenschaften der beiden Medien, und zwar ist hierfür entscheidend das Produkt aus Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Dichte, das der Ausbreitungs- oder Wellenwiderstand der ebenen Welle genannt wird.[1])

Die Theorie[2]) ergibt, daß der größte Anteil an übertretender Schallenergie bei senkrechtem Einfall der Schallwelle auf die Trennungsschicht erreicht wird, und daß in diesem Fall das Verhältnis der übertretenden zur auffallenden Energie gleich dem Vierfachen des Verhältnisses der Wellenwiderstände ist, wenn die beiden Medien akustisch sehr unähnlich sind d. h. ein sehr verschiedenes Produkt aus Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Dichte haben. Für die beiden Medien Luft und Wasser verhalten sich die Wellenwiderstände wie 1 : 3600, und es kann daher im günstigsten Falle nur etwa 1 ‰ Schallenergie aus dem einen Medium in das andere übertreten. Hierbei ist es gleichgültig, ob die Schallquelle in dem schallweicheren oder schallhärteren Medium liegt.

Es scheint also ziemlich aussichtslos zu sein, Schall von nennenswertem Betrage aus einem Medium in ein zweites überzuführen, das akustisch so verschieden ist wie Luft von Wasser. Da wir aber in der Unterwasserschalltechnik vor die Aufgabe gestellt wurden, Empfänger zu bauen, die auf direktem Wege und unter Vermeidung jeder elektrischen Einrichtung, wie Mikrophone, Telephone und dergl., den Schall aus dem Wasser in die Luft übertragen sollten, so haben wir uns mit diesem Problem näher beschäftigt und wollen im folgenden die Mittel angeben, die uns ermöglichten, solche Apparate mit nennenswertem Wirkungsgrad zu bauen. Wir glauben, daß die Kenntnis der Prinzipien, die diesem Apparat zugrunde liegen, von größerem und allgemeinerem Interesse ist, und daß sie die Beschreibung dieses einem speziellen Anwendungszweck dienenden Apparates rechtfertigen, zumal sich gezeigt hat,

[1]) Phys. Zeitschr. **17** (1916), S. 601.

[2]) Rayleigh, Theorie des Schalles. Deutsche Ausgabe von Neesen. Braunschweig 1880.

daß auch bei Apparaten der reinen Luftakustik, wie Telephonen, Schallgebern für das freie Medium usw., ähnliche Mittel zum Erfolge führen können.

I. Allgemeine Beschreibung.

Da bei der Benutzung freier Trennungsflächen nur ein prozentual sehr geringer Teil des Schalles pro Flächeneinheit aus dem Wasser in die Luft übertritt, so könnte man eine Vergrößerung des Effektes in der Luft dadurch erzielen, daß man den schallaufnehmenden Querschnitt im Wasser groß und den schallabgebenden Querschnitt in der Luft klein macht. Die praktische Ausgestaltung solcher Schallsammler würde zu Apparaten großer räumlicher Abmessungen führen, da man die Querschnittsverjüngung, um Reflektionen zu vermeiden, nur ganz allmählich vornehmen könnte. Eine Anordnung, die ähnlich wie der reine Sammler wirkt, beruht darauf, daß abgestimmte Schallantennen unter gewissen Bedingungen auch in der Lage sind, aus größeren Querschnitten, als ihrer eigenen Fläche entspricht, Energie aufzunemen.[1])

Eine einfache Form eines solchen Empfängers im Wasserschallfelde, der als Schallantenne wirken, das Feld in seiner Umgebung aufsaugen, und den empfangenden Schall auf direktem Wege und ohne Zuhilfenahme anderer als rein mechanischer Einrichtungen zum Ohre weiterleiten kann, ist die folgende:

Ein Metallrohr von einigen Zentimetern Durchmesser sei an dem einen Ende durch eine Membrane abgeschlossen, und dieses Ende befinde sich in dem Schallfelde des Wassers, während das andere Ende des an sich beliebig langen Rohres an dem Ohr des Beobachters liegt. Die Membrane sei auf die Tonhöhe der zu empfangenden Schallschwingung im Wasser abgestimmt und befinde sich mehrere Wellenlängen tief unter der an Luft grenzenden Oberfläche. Aber auch mit einem solchen Empfänger wird man ohne weiteres noch nicht die gestellte Aufgabe in sehr vollkommener Weise lösen können, da für ihn annähernd dasselbe gilt, was wir einleitend für die freien Medien gesagt haben. Die als Schallantenne wirkende Membran stößt auf der einen Seite an das schallharte Wasser und auf der anderen Seite an die schallweiche Luft, und die Verhältnisse liegen ähnlich wie bei einem elektrischen Elemente oder bei einer Dynamomaschine von sehr großem inneren Widerstand, die auf einen äußeren Schließungskreis von sehr geringem Widerstande arbeiten sollen. Wir haben nun aber ein Mittel in der Hand, für die Membran auf beiden Seiten gleiche Verhältnisse zu schaffen, indem wir den Luftraum, auf den die Membran arbeitet, so niedrig bemessen, daß für eine bestimmte Mittelpunktsamplitude der Membran sowohl im freien Wasser wie in dem begrenzten Luftraum gleiche Drücke, d. h. gleiche Widerstände auftreten. Zu diesem Zwecke denken wir uns in dem zum Ohr führenden Verbindungsrohr einen dicht schließenden Kolben beweglich und diesen unter Ausgleich des statischen Druckes allmählich immer mehr der Membran genähert. Die Wirkung der Verkleinerung des Luftraums macht sich im Experiment dadurch bemerkbar, daß die Abstimmung der Membran höher wird, d. h. daß der abgeschlossene Luftraum einen nennenswerten Teil der Elastizität der als Schallantenne wirkenden Membrane ausmacht. Es wird auf diese Weise erreicht, daß ein nennenswerter Teil der Schwingungsenergie in dem Luftraum schwingt, noch nicht erreicht aber ist, daß er auch als Nutzenergie zum Ohre weitergeleitet wird. Dies kann dadurch geschehen, daß man ein Loch in den Kolben zur Verbindung mit der Leitung bohrt, und dieses so dimensioniert, daß die elastische, d. h. wattlose Wirkung des geschlossenen Luftraums zum Teil wieder aufgehoben und in Wattströmung in die Leitung hinein umgewandelt wird.

Daß diese Wirkung am vollkommensten eintreten wird, wenn man den Luftraum ebenso wie die Membran auf den zu empfangenden Ton abstimmt, war ohne weiteres zu erwarten.

Wir sind uns bewußt, daß diese Erklärung der Wirkungsweise des neuen Empfängers nicht exakt und physikalisch streng richtig ist: sie entspricht aber dem historischen Gange der Erkenntnis und hat den Vorzug großer Anschaulichkeit. Physikalisch richtiger würde man den Vorgang folgendermaßen beschreiben:

Der Empfangsapparat stellt ein System dar, das sich aus zwei miteinander gekoppelten Gebilden[1]) zusammensetzt, einer Membran und einem Tonraum. Die beiden Teilräume des letzteren werden einerseits durch das Luftvolumen zwischen Membran und Kolben und andererseits durch das anschließende Leitungsrohr gebildet, während das Verbindungsloch im Kolben die Schwingungsöffnung darstellt. Die Membran ist das schallaufnehmende Gebilde und entspricht dem Antennen- oder Primärkreis der Funkentelegraphie, während das Tonraumgebilde, das dem Detektor-

[1]) Phys. Zeitschr. **18** (1917), S. 393.

[1]) Wir wollen den Ausdruck „Gebilde" als Abkürzung für akustische Schwingungsgebilde benutzen, das sonst wohl auch Schwingungskörper oder in Analogie zu elektromagnetischen Bezeichnungen Schwingungskreis genannt wird. Akustische Schwingungsgebilde gibt es in fester Form und in gasförmigem oder flüssigem Zustande. Ihre Grundform wird in den beiden Fällen dargestellt durch den Tonpilz (Phys. Zeitschr. **21** (1920), S. 187) und durch den Tonraum (Phys. Ztschr. **22** (1921), S. 253). Unter einem „System" wollen wir zwei oder mehrere miteinander gekoppelte „Gebilde" verstehen.

oder Sekundärkreis entspricht, die Nutzenergie liefert. Dämpfung, Abstimmung und Kopplung von Membran und Tonraum sind so gewählt, daß ein nennenswerter Energieentzug möglich ist.

Da die beiden Teilräume des Tonraums in dem geschilderten Empfänger von sehr verschiedener Größe sind, kommt der Tonraum in seiner Wirkung praktisch einem Helmholtzschen Resonator nahe, und wir wollen den folgenden Betrachtungen einen solchen einfacheren Empfänger zugrunde legen. Dieser Empfänger, der wie die Fig. 1 zeigt, aus einer Membran M und einem Helmholtzschen Resonator R besteht, empfängt seine Schallenergie aus dem freien Medium Wasser und gibt sie an das freie Medium Luft wieder ab. Es ist uns gelungen, solche Empfänger für technische Anwendungen mit Wirkungsgraden bis zu 20% zu bauen und damit in ziemlich befriedigender Weise für die Praxis die Aufgabe zu lösen, die bei den Verhältnissen des direkten Überganges des Schalles von Wasser nach Luft zunächst recht aussichtslos erschien.

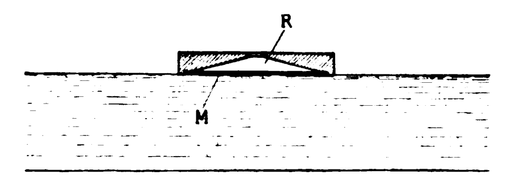


Fig. 1.

Für die Frage der Verwendbarkeit eines Empfängers für bestimmte Zwecke der Praxis ist vor allem die Form seiner Resonanzkurve entscheidend. Damit sich im voraus Empfänger mit bestimmten Eigenschaften berechnen lassen, ist die Kentnis derjenigen Faktoren erforderlich, von denen die Gestalt der Resonanzkurve abhängt. Es sind dies bei gekoppelten Gebilden in erster Linie die Resonanzfrequenzen, die Kopplung und die Dämpfung, zu denen als viertes wichtiges Bestimmungsstück der Wirkungsgrad des Empfängers tritt. Wir wollen diese Größen des neuen Empfängers im folgenden im einzelnen behandeln und Angaben über ihre experimentell ermittelten Werte machen.

II. Die akustischen Eigenschaften.

a) Die Resonanzfrequenzen.

Zwei miteinander gekoppelte Schwingungsgebilde haben zwei Resonanzfrequenzen entsprechend den Abstimmungen der beiden Schwingungsgebilde vor der Kopplung. Die Abstimmung einer Membran bestimmten Materials ist von ihrem Radius und ihrer Dicke, die eines Helmholtzschen Resonators von seinem Volumen und seiner Schwingungsöffnung abhängig, und zwar ist die Abstimmung des Resonators um so höher, je größer die Öffnung F und je kleiner der Raum S ist.

In der Fig. 2 ist in vier verschiedenen Stufen der Vorgang dargestellt, der experimentell beobachtet wird, wenn man mit der Abstimmung des Helmholtzschen Resonators durch die Resonanzfrequenz der Membran hindurchgeht. Die Abstimmung des Helmholtzschen Resonators denken wir uns hierbei durch Veränderung der Öffnung F und nicht durch Veränderung seiner Höhe dargestellt, da wir sonst, wie wir später sehen wer-

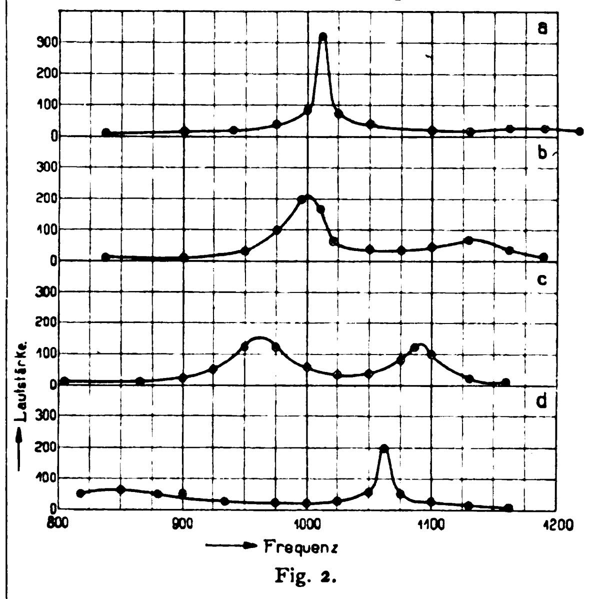


Fig. 2.

den, gleichzeitig die Kopplung zwischen Membran und Resonator ändern würden. Die eigentliche experimentelle Meßanordnung soll in einer späteren Arbeit beschrieben werden. Die Abszissen der Figur 2 stellen die Frequenzen der Erregung, die Ordinaten die gemessenen Lautstärken in Luft dar.

Fig. 2a gibt die Resonanzkurve wieder für den Fall, daß der Helmholtzsche Resonator eine Abstimmung hat, die noch weit oberhalb der Membranabstimmung liegt. Die Kurve 2a ist praktisch noch einwellig. Wir erkennen eine wenig gedämpfte Schwingung in der Nähe von 1010 und eine nur geringe Andeutung einer zweiten Resonanzstelle bei etwa 1170.

Wenn der Resonator durch Verkleinern der Öffnung tiefer gestimmt wird (Fig. 2b), so tritt deutlich die zweite Resonanzstelle bei etwa 1140 hervor, während gleichzeitig die der Membran zugehörige Resonanzstelle nach 1000 heruntergeht. Wir beobachten hier die bei der Kopplung zweier Schwingungsgebilde stets auftretende Erscheinung, daß durch die Kopplung die Schwingungszahl des tieferen Systems erniedrigt, die des höheren erhöht wird unter gleichzeitiger gegenseitiger Beeinflussung der beiden Dämpfungen. Die Membran ist in diesem Falle das weniger gedämpfte Ge-

bilde, der Helmholtzsche Resonator das stärker gedämpfte. Infolgedessen erscheint in der Fig. 2a, wo von einer Kopplung praktisch noch nicht die Rede ist, fast die reine Membrandämpfung, während in der Fig. 2b bereits die Membrandämpfung durch Kopplung mit dem stärker gedämpften Resonator etwas erhöht ist.

Stimmen wir den Resonator noch tiefer ab, so erhalten wir die Kurve 2c, in der beide Resonanzstellen praktisch nahezu gleiche Ordinatenhöhe und gleiche Dämpfung haben. Wir haben hier den bei Verwendung zweier gekoppelter Schwingungsgebilde im allgemeinen immer in der Praxis angestrebten Fall, daß die beiden Schwingungsgebilde vor der Kopplung gleiche Abstimmung haben, und daß nach der Kopplung an jeder Resonanzstelle sich das Dämpfungsmittel einstellt. Die Abstimmung der freien ungekoppelten Membrane und des freien ungekoppelten Helmholtzschen Resonators liegt demnach etwa bei 1030, und wir finden die allgemein gültige Regel bestätigt, daß durch die Kopplung ein Auseinanderdrängen der beiden Resonanzfrequenzen stattfindet. In diesem Fall der Gleichheit der beiden Resonanzstellen bezüglich Dämpfung und Lautstärke können wir nicht mehr davon sprechen, daß die eine Resonanzstelle der Membran und die andere dem Resonator zuzuordnen wäre; beide Schwingungsgebilde sind bezüglich der Resonanzkurve vollkommen gleichwertig geworden.

Treiben wir die Abstimmung noch weiter und stimmen den Helmholtzschen Resonator noch tiefer, so erhalten wir die Fig. 2d, in der die Abstimmung des Resonators jetzt bei etwa 850 liegt, während diejenige der Membran etwa 1060 ist. Die Membranwelle ist jetzt wieder weniger gedämpft und ähnelt der Fig. 2a, nur daß sie in der Fig. 2a durch den höher abgestimmten Resonator von ihrer natürlichen Frequenz 1030 auf 1010 heruntergedrückt ist, während sie in der Fig. 2d durch den tiefer abgestimmten Resonator von ihrer natürlichen Frequenz 1030 auf die Frequenz 1060 heraufgedrückt ist.

Würden wir die Abstimmung des Helmholtzschen Resonators noch weiter erniedrigen, so würde seine zugehörige Resonanzstelle nach den tieferen Frequenzen zu allmählich ganz verschwinden und die Membranabstimmung würde in ihre natürliche Lage von 1030 zurückkehren.

Die Resonanzkurve, mit der man in der Praxis im allgemeinen zu arbeiten pflegt, ist, wie bereits gesagt, diejenige der vor der Kopplung gleich abgestimmten Schwingungsgebilde, d. h. in unserem Fall die Kurve 2c. Für die bestimmten Forderungen, die bei Lösung einer bestimmten Aufgabe auftreten, ist die Form der Resonanzkurve maßgebend, und zwar in erster Linie die Lage der beiden Resonanzstellen. Diese wird im wesentlichen durch die Größe der Kopplung der beiden Schwingungsgebilde bestimmt.

b) Die Kopplung.

Für den Abstand der beiden Resonanzstellen voneinander gilt im Falle nicht allzu großer Kopplung das Gesetz

$$k = \frac{n_2 - n_1}{n_0},$$

wenn n_1 und n_2 die Resonanzfrequenzen nach der Kopplung und n_0 die gemeinsame Resonanzfrequenz beider Schwingungsgebilde vor der Kopplung ist. Wenn wir Empfänger mit bestimmten vorgeschriebenen Eigenschaften, d. h. bestimmten Resonanzkurven bauen wollen, so müssen wir die Kopplung aus den geometrischen Abmessungen des Empfängers berechnen lernen, genau so wie wir dies in bekannter Weise bezüglich der Resonanzfrequenzen der einzelnen Gebilde können.

Aus der allgemeinen Theorie der gekoppelten Schwingungen wissen wir, daß das Quadrat des Kopplungskoeffizienten gleich dem Produkt der Verhältnisse der in dem Kopplungsgliede schwingenden Energie zu der gesamten schwingenden Energie jedes Schwingungsgebildes einschließlich des Kopplungsgliedes ist.

Bezeichnen wir die gesamte Schwingungsenergie des Gebildes 1 einschließlich Kopplungsglied mit E_1 und die im Kopplungsgliede allein schwingende Energie dieses Gebildes mit E_{1k} und in entsprechender Weise für das zweite Schwingungsgebilde mit E_2 und E_{2k}, so sind die beiden Verhältniszahlen von Kopplungsenergie zu Gesamtenergie

$$k_1 = \frac{E_{1k}}{E_1} \quad \text{und} \quad k_2 = \frac{E_{2k}}{E_2}$$

und das Quadrat des Kopplungskoeffizienten

$$k^2 = k_1 \cdot k_2 .$$

In unserem Fall wirkt als Kopplungsglied der Gasraum S, und wir müssen, um den Kopplungskoeffizienten zu finden, berechnen, wie viel Energie von den beiden Schwingungsgebilden in dem Raum S schwingt und wie viel überhaupt insgesamt in ihnen schwingt.

Für die Membran macht sich der Vorgang der Kopplung dadurch bemerkbar, daß zu ihrer eigenen Elastizität noch diejenige des Raumes S tritt. Beträgt der Maximalwert des Deformationsvolumens $\triangle v$ und wird hierdurch in dem Raum S eine Druckamplitude vom Maximalwerte $\triangle p$ hervorgerufen, so ist

$$E_{1k} = \tfrac{1}{2} \triangle v \cdot \triangle p .$$

Um $\triangle v$ durch den Membranradius R und durch die Mittelpunktsamplitude $\triangle a$ ausdrücken zu können, müssen wir eine bestimmte Deformationskurve der Membran annehmen und wählen als

Rechnungsbeispiel die elastische Linie des an beiden Enden eingespannten gleichmäßig belasteten Trägers.[1]) Dann ist

$$\triangle v = \tfrac{1}{3} \pi R^2 \triangle \alpha .$$

Für die Drnckamplitude $\triangle p$ gilt, da der Vorgang adiabatisch verläuft, vom Vorzeichen abgesehen, die Beziehung

$$\frac{1}{\varkappa} \frac{\triangle p}{p_0} = \frac{\triangle v}{v_0},$$

wenn p_0 und v_0 Normaldruck und -Volumen des Raumes S bedeuten und $\varkappa$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen ist. Ersetzt man nun in dieser Gleichung das Produkt $\varkappa p_0$ durch $a^2 \varrho$, wenn a und ϱ die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Dichte des den Raum S erfüllenden Gases sind, und drücken wir das Volumen v_0 des Raumes S durch Grundfläche πR^2 und Höhe h aus, so wird

$$\triangle p = \frac{a^2 \varrho}{\pi R^2 h} \triangle v .$$

Die Werte für $\triangle v$ und $\triangle p$ in den Ausdruck für E_{1k} eingesetzt, ergibt

$$E_{1k} = \frac{1}{2} \frac{a^2 \varrho \pi R^2}{9 h} \triangle \alpha^2 .$$

Die Größe E_1 stellt die Summe aus der in der Membran allein schwingenden Energie und aus der soeben berechneten Energie dar, die im Kopplungsgliede schwingt. Der erste Teil dieser Summe beträgt[1])

$$\frac{1}{2} \frac{d^3 E}{0{,}22 R^2} \triangle \alpha^2 ,$$

wenn d und E Dicke und Elastizitätskoeffizient des Membranmaterials bedeuten. Der erste Faktor des Kopplungskoeffizienten nimmt daher den Wert an

$$k_1 = \frac{\frac{1}{2} \frac{a^2 \varrho \pi R^2}{9 h} \triangle \alpha^2}{\frac{1}{2} \frac{a^2 \varrho \pi R^2}{9 h} \triangle \alpha^2 + \frac{1}{2} \frac{d^3 E}{0{,}22 R^3} \triangle \alpha^2}$$

oder auch

$$k_1 = \frac{1}{1 + \frac{13}{a^2 \varrho} h E d^3 R^{-4}} .$$

Da bei einem Helmholtzschen Resonator die gesamte Elastizität im Schwingungsraum steckt, so ist der zweite Teilfaktor des Kopplungskoeffizienten $k_2 = 1$ und mithin das Quadrat des Kopplungskoeffizienten gleich dem ersten Teilfaktor k_1. Setzen wir in diese Formel den Wert von a und ϱ für Luft ein, so wird

$$k^2 = \frac{1}{1 + 10^{-5} h E d^3 R^{-4}} .$$

Um diese Kopplungsformel experimentell zu prüfen, sind Resonanzkurven bei veränderlicher Höhe h des Raumes S bei gleichbleibender Abstimmung aufgenommen. Das Resultat ist in der folgenden Tabelle enthalten. In der ersten Spalte steht die Höhe h des Raumes S, in der zweiten die aus der Resonanzkurve abgeleitete Kopplung, in der dritten die auf Grund der Formel berechnete Kopplung und in der vierten die prozentuale Abweichung zwischen Rechnung und Beobachtung.

h	$k_{\text{beob.}}$	$k_{\text{ber.}}$	$\frac{k_{\text{ber.}} - k_{\text{beob.}}}{k_{\text{ber.}}}$
$0{,}04_5$	$0{,}30_5$	$0{,}30_5$	0,00
0,10	0,22	$0{,}20_5$	— 0,07
0,18	0,18	$0{,}15_5$	— 0,16
$0{,}21_5$	0,14	0,14	0,00
0,23	$0{,}13_5$	$0{,}13_5$	0,00
$0{,}30_5$	0,17	0,13	— 0,30
0,44	0,12	0,10	— 0,20

In Anbetracht dessen, daß es sich um keine Präzisionsmessungen, sondern nur um ungefähre, orientierende Messungen handelt, ist die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung, die im Mittel auf 10 % genau ist, eine befriedigende zu nennen.

c) Die Dämpfungen.

Form und Charakter der Resonanzkurve werden weiterhin durch die Dämpfungen der beiden Schwingungsgebilde in entscheidendem Maße bestimmt. Die analytische Gleichung der Resonanzkurve ist aber im allgemeinen so kompliziert, daß man einfache quantitative Beziehungen nicht aufstellen kann, mit Ausnahme der bekannten, daß sich nach der Kopplung bei gleichen Resonanzfrequenzen vor der Kopplung an beiden Resonanzstellen das Dämpfungsmittel und gleiche Amplituden einstellen. Auch dieses Gesetz hat keine allgemeine Gültigkeit, sondern Voraussetzung ist, daß Kopplung und Dämpfungsdifferenz der ungekoppelten Gebilde nicht zu sehr voneinander verschieden und daß die Dämpfungen klein gegen 2π sind.

Wenn auch die Kenntnis der Dämpfungen der ungekoppelten Gebilde in Verbindung mit der Kopplung und den Resonanzfrequenzen im allgemeinen nicht hinreicht, den Verlauf der Resonanzkurve der gekoppelten Gebilde exakt zu berechnen, so genügt sie doch in häufigen Fällen für eine ungefähre Beschreibung, insbesondere für das Verhältnis des zwischen den beiden Resonanzstellen gelegenen Minimums zu den beiden Maxima. Da wir außerdem die Dämpfungen auch zur Berechnung des Wirkungsgrades benötigen werden,

[1]) Phys. Ztschr. **18** (1917), S. 261.

wollen wir ihre teils rechnerische, teils experimentelle Bestimmung vornehmen.

Die Gesamtdämpfung jedes der beiden Einzelgebilde eines Systems besteht im allgemeinen aus zwei Teilen, von denen der erste mit dem eigentlichen Anwendungszweck des Apparates zusammenhängt und in gewollter Weise hervorgerufen wird, während der zweite Teil durch nicht zu vermeidende Nebenwirkungen entsteht und zu Energiebeträgen Veranlassung gibt, die für den eigentlichen Zweck verloren gehen. Man nennt daher auch diesen Teil der Dämpfung die schädliche oder Verlustdämpfung. Für den ersten Teil der Dämpfungen, die den eigentlichen Charakter des Apparates ausmachen, hat man zwei verschiedene Namen eingeführt, je nachdem ob man das primäre oder sekundäre Gebilde betrachtet, und spricht von Strahlungsdämpfung und Nutzdämpfung. In unserem Falle, in dem vom sekundären Gebilde der Schall wieder in ein freies Medium gestrahlt wird, nimmt die Nutzdämpfung gleichfalls die Form einer Strahlungsdämpfung an.

Die Strahlungsdämpfung der Membran wird durch das Wasser gebildet und läßt sich, wie in einer früheren Arbeit gezeigt ist[1]), sowohl berechnen, als auch experimentell bestimmen. Die schädliche Dämpfung der Membran läßt sich experimentell ermitteln durch Aufnahme einer Resonanzkurve in einem Medium mit wesentlich verringertem Strahlungswiderstand, im Grenzfall im Vakuum.

Zu einer Bestimmung der beiden Dämpfungsbeträge des Helmholtzschen Resonators gelangt man am einfachsten auf folgende Weise: Aus der Resonanzkurve der gekoppelten Systeme berechnet man die Gesamtdämpfung und zieht von dieser die ermittelte Membranstrahlungs- und Membranverlustdämpfung ab. Dann erhält man die Summe von Resonatorstrahlungs- und Resonatorverlustdämpfung als Differenz. Die Resonatorstrahlungsdämpfung kann man theoretisch berechnen[2]); sie ergibt sich zu

$$\mathfrak{d} = \frac{2 \pi r}{\lambda},$$

wenn r der Radius der kreisförmigen Öffnung und λ die Wellenlänge des betreffenden Tones in Luft ist. Führt man diesen berechneten Betrag für die Strahlungsdämpfung ein, so erhält man als Rest den vierten Dämpfungsanteil, nämlich die Resonatorverlustdämpfung.

Für einen Apparat, der ähnlich demjenigen ist, der zu den Aufnahmen der Fig. 2 gedient hat, sind die einzelnen Dämpfungsbeträge auf diese Weise ermittelt worden. Es ergaben sich folgende Werte:

Membranstrahlungsdämpfung	0,09
Membranverlustdämpfung	0,05
Resonatorstrahlungsdämpfung	0,10
Resonatorverlustdämpfung	0,17

Die Zerlegung der Gesamtdämpfung in diese Einzelbeträge setzt uns nun auch in den Stand, die für die praktische Beurteilung eines Empfängers vielleicht wichtigste Größe, nämlich den Wirkungsgrad, zu berechnen.

d) Der Wirkungsgrad.

Der Wirkungsgrad eines Empfängers setzt sich aus zwei Teilwirkungsgraden zusammen, die voneinander unabhängig sind und erst in ihrem Produkt den Gesamtwirkungsgrad ergeben. Der erste Faktor bezieht sich darauf, wie viel Energie der Apparat von der im Schallfeld zur Verfügung stehenden Energie aufnimmt, und der zweite, wie er die aufgenommene Energie verteilt, d. h. wie groß die nutzbar abgebremste Energie im Verhältnis zu der Verlustenergie ist. Den ersten Faktor können wir den äußeren, den zweiten den inneren Wirkungsgrad des Empfängers nennen.

Die Berechnung von Wirkungsgraden aus den Dämpfungsanteilen geschieht bei Schwingungsgebilden für den bzw. die Resonanzpunkte in einfachster Weise, da die die betreffenden Wirkungsgrade bestimmenden Widerstände den entsprechenden Dämpfungen proportional sind.

Bezeichnen wir die Strahlungsdämpfung mit mit $\mathfrak{d}_s$ und die Nutzdämpfung mit $\mathfrak{d}_n$, so ist bei Abwesenheit jeder schädlichen Dämpfung der äußere Wirkungsgrad, bezogen auf die gesamte im Schallfelde vorhandene Energie

$$2 \frac{\mathfrak{d}_s \cdot \mathfrak{d}_n}{(\mathfrak{d}_s + \mathfrak{d}_n)^2}.$$

Man ersieht aus dieser Formel, daß, wie bekannt, das Maximum dieses Wirkungsgrades für den Fall $\mathfrak{d}_s = \mathfrak{d}_n$, d. h. Strahlungsdämpfung gleich Nutzdämpfung auftritt und gleich 0,5 ist. In diesem Fall wird die Hälfte der im Schallfelde vorhandenen Energie absorbiert und die Hälfte reflektiert. Beziehen wir den äußeren Wirkungsgrad auf diesen theoretischen Höchstwert, so erhalten wir für ihn den Ausdruck

$$4 \frac{\mathfrak{d}_s \cdot \mathfrak{d}_n}{(\mathfrak{d}_s + \mathfrak{d}_n)^2}.$$

Wenn außer der Nutzdämpfung auch noch Verlustdämpfung vorhanden ist, so tritt für den äußeren Wirkungsgrad die Verlustdämpfung additiv zur Nutzdämpfung, und die Formel lautet, bezogen auf den Höchstwert,

$$\eta_a = 4 \frac{\mathfrak{d}_s (\mathfrak{d}_n + \mathfrak{d}_v)}{(\mathfrak{d}_s + \mathfrak{d}_n + \mathfrak{d}_v)^2}.$$

[1]) Phys. Ztschr. **18** (1917), S. 261.
[2]) Phys. Ztschr. **22** (1921), S. 353.

Die diesem äußeren Wirkungsgrad entsprechende Energie wird vom Apparat aufgenommen und teilweise im Verlustwiderstande in Verlustenergie und teilweise im Nutzwiderstand in Nutzenergie umgesetzt. Das Verhältnis der Nutzenergie zur gesamt aufgenommenen Energie ist der innere Wirkungsgrad

$$\eta_i = \frac{\mathfrak{d}_n}{\mathfrak{d}_n + \mathfrak{d}_v}.$$

Das Produkt beider Teilwirkungsgrade ist der totale Wirkungsgrad

$$\eta = 4\frac{\mathfrak{d}_s \cdot \mathfrak{d}_n}{(\mathfrak{d}_s + \mathfrak{d}_n + \mathfrak{d}_v)^2}$$

und zeigt an, wie groß die Nutzenergie im Verhältnis zu derjenigen Energie im Schallfelde ist, die im Grenzfalle von einem idealen Empfänger aufgenommen werden kann.

Aus den früher mitgeteilten Werten der einzelnen Dämpfungsbeträge findet man als äußeren oder Feldwirkungsgrad in unserem Beispiel

$$\eta_a = 4\frac{0{,}09\,(0{,}10 + 0{,}22)}{(0{,}09 + 0{,}10 + 0{,}22)^2} = 0{,}68$$

und als inneren Wirkungsgrad

$$\eta_i = \frac{0{,}10}{0{,}10 + 0{,}22} = 0{,}31.$$

Der Totalwirkungsgrad beträgt daher

$$\eta = 0{,}68 \cdot 0{,}31 = 0{,}21$$

und sagt aus, daß etwa $20\,^0/_0$ der theoretisch überhaupt möglichen Lautstärke erreicht werden.

Eingegangen am 15. Januar 1922.

Über einen wasserdichten Apparat zur Wahrnehmung von Flugzeugschall.

Von E. Lübcke.

Als im Verlauf des Krieges vielfach feindliche Flieger als Gegenwirkung gegen die deutschen Unterseeboote eingesetzt wurden, war das Auftauchen der U-Boote häufig durch sie gefährdet, da man mit dem Sehrohr nur verhältnismäßig langsam ihre Anwesenheit feststellen konnte, wodurch unter Umständen für die Sicherheit des Bootes kostbare Sekunden verpaßt wurden. Daher trat die Forderung nach einem Apparat zur Wahrnehmung des Flugzeugschalles auf. Dieser Horchapparat mußte für den genannten besonderen Zweck folgende Bedingungen erfüllen:

1. Das Hörorgan mußte an der Spitze eines Sehrohres befestigt werden können, wo ein Raum von etwa 40 × 50 × 20 mm zur Verfügung gestellt werden konnte.

2. Der Empfänger mußte nach dem Auftauchen der Sehrohrspitze sofort betriebsklar sein.

3. Die Empfindlichkeit der Höreinrichtung sollte wenigstens der des bloßen Ohres gleichkommen.

Die erste Bedingung verbot von vornherein die Anwendung von Trichtern und Hörschläuchen, wie sie von Herrn Waetzmann für das Abhören und die Richtungsbestimmung von Flugzeugschall angegeben sind (Zeitschr. f. techn. Physik **2** [1921], S. 191). Die zweite Forderung sowie die Tatsache, daß der obere Schaft des Sehrohres innen fast vollständig von den Lichtstrahlen ausgefüllt wurde, schlossen die Verwendung von Luftleitungen aus, deren oberes Ende mit der Außenluft in Verbindung gebracht werden konnte. Man mußte deshalb zu Mikrophonen und Telephonen als Schallempfängern greifen, deren zwei Zuleitungsdrähte noch gerade ohne Störung der Lichtstrahlen innerhalb des Sehrohres geführt werden konnten. Schallempfänger dieser Art konnten auch gegen einen äußeren Wasserdruck von 10 Atm. wasserdicht hergestellt werden. Im Anschluß an die dritte Bedingung war ein Röhrenverstärker kaum zu umgehen.

Die Horchapparate.

Da der Flugzeugschall nach den Mitteilungen von Herrn Waetzmann (Zeitschr. f. techn. Physik **2** [1921], S. 166) seine Hauptintensitäten bei einer Reihe tiefer und tiefster Töne besitzt, war es zur Erzielung möglichst großer Lautstärke im Empfänger erforderlich, ihn ungefähr auf die Hauptfrequenzen abzustimmen. Aus allen genannten Anforderungen ergab sich dann, daß der Schallempfänger mehreren einander widerstrebenden Bedingungen genügen mußte, denn einmal mußte er sehr klein und dabei auf tiefe Töne abgestimmt sein, dabei hatte er in zeitweise kurzwechselnden Zwischenräumen einen Wasserdruck von mehreren Atmosphären auszuhalten und mußte auf die Schallschwingungen der Luft von ganz geringer Stärke ansprechen.

Da als Empfangsverstärker nur eine der normalen in der Wellentelegraphie benutzten Typen in Frage kam, wurde für die Versuche ein Zweiröhrenverstärker mit Doppelgitterröhren von Siemens & Halske gewählt. Die Kopffernhörer waren die normalen 1000-ohmigen.

Mikrophonempfänger. Bei den Mikrophonempfängern wurden die von Brömser (vgl. Waetzmann, a. a. O.) konstruierten Mikrophone benutzt. Diese haben einen Durchmesser von etwa 25 bis 30 mm und bestehen aus einer 0,1 bis 0,2 mm starken Kohlemembran und einer im geringen Abstand gegenüberstehenden Kohleelektrode. Letztere hat eine Reihe von Vertiefungen, deren jede mehrere Kohlekügelchen enthält. Das Mikrophon

zeichnet sich dadurch aus, daß es im Bereich der Sprechfrequenzen praktisch verzerrungsfrei arbeitet. Für vorliegenden Zweck wurden die Mikrophone auf ihre Geeignetheit in der Weise geprüft, daß eine Reihe von Orgeltönen, die etwa den Tönen D, G, d, g, a, d_1, a_1, d_2, d_3 entsprachen, mit den Mikrophonen abgehört wurde. Die Mikrophone, welche diesen künstlichen Flugzeugschall am besten wiedergaben, wurden in der aus der schematischen Fig. 1 ersichtlichen Weise in den Empfänger ein-

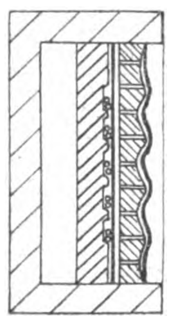


Fig. 1.

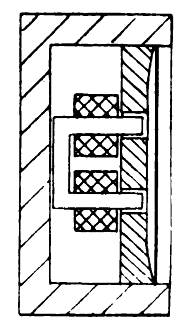


Fig. 2.

gebaut. Die äußere, normal an Luft, bei Unterwasserfahrt des U-Bootes jedoch an das Wasser angrenzende Membran war 0,05 bis 0,1 mm starkes Bronze- oder Kupferblech, das durch schwache, konzentrische Wellen versteift war. Diese Membran konnte in Luft Amplituden von etwa 0,2 bis 0,3 mm ausführen. Bei größeren Amplituden und vor allem bei einem höheren äußeren Druck, wie er bei Unterwasserfahrt sofort auftrat, legte sie sich gegen ein mit einer Anzahl enger Löcher versehenes Widerlager an, das die gleiche Form wie die Membran besaß. Dem Widerlager stand in einem Abstande von etwa 0,1 mm das Brömsermikrophon gegenüber. Bei Bewegung der äußeren, gewellten Membran übertrug der Luftraum, der die Koppelung der Empfänger- und der Mikrophonmembran bewirkte, diese auf das Mikrophon.

Telephonempfänger. Bei den Telephonempfängern wurden die Systeme von 1000-ohmigen Kopffernhörern benutzt, deren Membran direkt an die Luft bzw. an das Wasser grenzte und die gleichfalls gegen den äußeren Wasserdruck in der aus Fig. 2 ersichtlichen Weise abgestützt war. Die glatten Eisenmembranen waren 0,1 bis 0,2 mm stark.

Ergebnisse.

Es sei vorweg geschickt, daß die Versuche an Land durchgeführt wurden und daß es wegen der geringen Tragweite des Schalles von Seeflugzeugen und der dadurch bedingten, geringen Reichweite der Hörapparate nicht zum Einbau auf einem Unterseeboot kam. Die Empfänger wurden am flachen Strande etwa 50 bis 80 cm über dem Boden aufgestellt. Die Seeflugzeuge flogen in großen Schleifen in 5 bis 200 m Höhe über die Apparate. Beobachtet wurde in einer in der Nähe befindlichen Kasematte, wo man gegen den direkten Flugzeugschall sehr gut geschützt war. Ein weiterer Beobachter saß neben den Empfängern und bestimmte mit einem Entfernungsmesser den direkten Abstand des Flugzeuges.

Es stellte sich zunächst heraus, daß in der Praxis die Mikrophonempfänger nicht brauchbar waren, da sie die Anwendung der vollen Verstärkung des Verstärkers nicht erlaubten, da dann die sogenannten Mikrophongeräusche hervortraten und den aufgenommenen Schall störten. Weitere Störungen wurden durch den Wind hervorgerufen. Bereits bei einer Windgeschwindigkeit von 3 bis 4 m/sec, die mit einem Handanemometer in unmittelbarer Nähe der Empfänger gemessen wurde, überwogen die Störungen derart, daß sie den Flugzeugschall nicht mehr markant hervortreten ließen.

Die Telephonempfänger arbeiteten dagegen fast störungsfrei und erlaubten weitgehendste Verstärkung bis zu Windstärken von 8 bis 10 m/sec.

Bei der Feststellung der Reichweite der Apparate war es auffällig, daß diese wesentlich geringer war, wie bei der gewöhnlichen Beobachtung an Land, wo überall reflektierende Flächen wirksam sind, die hier am Strande nicht in Erscheinung treten konnten. Mit dem unbewaffneten Ohre konnte man ein Seeflugzeug je nach der Witterung auf 400 bis 4000 m feststellen, wobei die höheren Töne des Flugzeugschalles mehr hervortraten als die tieferen. Diese hohen Klänge, die den charakteristischen Geräuschen des Gleitfluges sehr ähnlich waren, wurden von den Telephonempfängern gut aufgenommen und nach der Verstärkung durch den Kopffernhörer charakteristisch erkennbar wiedergegeben. Bei geringerem Abstande des Flugzeuges, wenn beim gewöhnlichen Hören das brummende Motorgeräusch deutlich hervortrat, geschah dieses bei der Horchapparatur nicht, man hörte vielmehr die höheren Klänge wesentlich lauter als die tieferen. Der Flugzeugschall wurde also nicht naturgetreu, sondern verzerrt, aber dennoch für jedermann ohne weiteres charakteristisch erkennbar wiedergegeben. Die Reichweite des Apparates mit Telephonempfängern kam der des unbewaffneten menschlichen Ohres gleich und lag im allgemeinen innerhalb der oben angegebenen Grenzen.

Da es für diese Untersuchung nicht wesentlich war, wurden die Frequenzen, aus denen sich der Flugzeugschall zusammensetzte, nicht bestimmt.

Vorliegende Arbeit wurde während des Kriegs bei der Inspektion des Torpedowesens in Kiel durchgeführt.

Zusammenfassung.

Es wird ein druckwasserdichter, elektromagnetischer Apparat zur Aufnahme von Flugzeugschall beschrieben, der an der Spitze eines U-Bootseerohrs befestigt werden kann. Die Reichweite der Anordnung ist etwa gleich der des unbewaffneten Ohres. Die Wiedergabe des Flugzeugschalles ist nicht naturgetreu, jedoch charakteristisch.

(Eingegangen am 14. Januar 1922.)

Elektrische Schwingungen.

Die Schwingungserzeugung durch Rückkopplung vermittelst der Anoden-Gitterkapazität bei der Hochvakuumeingitterröhre.

Von Hans Rukop und Isolde Hausser.

Inhalt:

I. Bezeichnungen.

C	mit Index	Kapazität.
L	mit Index	Selbstinduktion.
R	mit Index	Widerstand.
$\mathfrak{R}$		scheinbarer Widerstand, Impedanz.
$\mathfrak{R}_i$		innerer Widerstand.
K, Q		Charakteristikkonstanten.
α		Durchgreifen.
e	mit Index	Gesamtspannung (Gleich-plus-Wechsel).
E	mit Index	Gleichspannung.
$\mathfrak{e}$	mit Index	Wechselspannung.
i	mit Index	Gesamtstrom.
I	mit Index	Gleichstrom.
$\mathfrak{i}$	mit Index	Wechselstrom.
n		Frequenz, Schwingungszahl.
T		Periodendauer.
t		Zeit.
j		imaginäre Einheit.
ω		$2\pi n$.
δ		logarithmisches Dekrement.
k, k'		Rückkopplungskonstanten.
φ		Phasenwinkel.
	Index $_g$	bezieht sich auf das Gitter,
	„ $_A$	bezieht sich auf die Anode,
	„ $_a$	bezieht sich auf die längere Kopplungswelle,
	„ $_b$	bezieht sich auf die kürzere Kopplungswelle.

II. Problemstellung.

In vorliegender Abhandlung soll eine bestimmte Eingitterröhrenschaltung auf ihre Fähigkeit zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen hin untersucht werden. Diese Schaltung ist in der Literatur schon öfters erwähnt und behandelt worden, ohne daß jedoch eine quantitative Deutung erfolgt wäre. Es handelt sich um eine Anordnung, in welcher sowohl zwischen Kathode und Anode als auch zwischen Kathode und Gitter je ein schwingungsfähiger Kreis liegt, welche zwei Kreise miteinander nicht induktiv, bzw. magnetisch gekoppelt sind (Fig. 1).

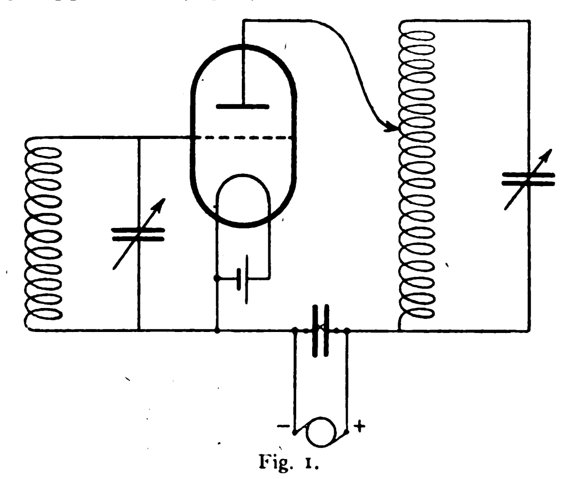


Fig. 1.

Die erste uns bekannte Niederlegung dieser Schaltung befindet sich in einer Patentschrift der Markonigesellschaft.[1]) Eine zweite Erwähnung findet sich in einer Patentschrift der A. E. G.[2]), eine dritte in einer Veröffentlichung von W. C. White.[3]) Weiterhin ist diese Schaltung der Gegenstand einer deutschen Patentschrift von L. Kühn und der Firma Dr. E. F. Huth.[4]) Darauf wird sie in der Literatur von L. Kühn beschrieben[5]), ferner von H. G. Möller[6]), von H. Barkhausen[7]), von A. S. Blatterman[8]) und manchen anderen.

[1]) Marconi-Comp., Englisches Patent 28413, 1913.
[2]) A. E. G., D.-R.-P. 302894, 1914.
[3]) W. C. White, The Electr. 1916, S. 327.
[4]) L. Kühn und Dr. E. F. Huth. D.-R.-P. 310152, 1917.
[5]) L. Kühn, Jahrb. der drahtl. Tel. **14** (1919), S. 395.
[6]) H. G. Möller, Die Elektronenröhren. Samml. Vieweg (1920), S. 46.
[7]) H. Barkhausen, Jahrb. der drahtl. Tel. **16** (1920), S. 82.
[8]) H. S. Blattermann, Red. Rev. **1** (1920), S. 633.

Die genannte Schaltung kann einerseits zur beabsichtigten Erzeugung von Schwingungen verwendet werden, andererseits aber wird man sie oft vermeiden oder wenigstens so dimensionieren wollen, daß keine Schwingungen auftreten. Letzteres ist bei Verstärkern mit schwingungsfähigen Vor- und Zwischentransformatoren oder Kreisen vor und hinter den Röhren der Fall. Im Laufe dieser Abhandlung wird auf beide Fälle eingegangen.

Was zunächst die prinzipielle Wirkungsweise dieser Schaltung betrifft, so beruht sie auf einer elektrischen Rückkopplung vermittelst der Kapazität von Gitter zu Anode, wie bei der Mehrzahl der oben zitierten Autoren (bei den unter 1), 2), 3), 6), 7), 8) genannten bereits auseinander gesetzt ist.

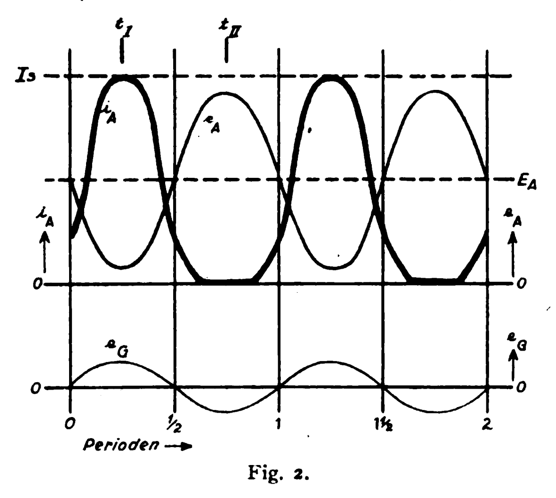


Fig. 2.

Betrachten wir nämlich als Röhre in der Schaltung der Fig. 1 eine Hochvakuumröhre, so ist es bekannt, daß deren Stromspannungskurve durch die Funktion:

$$i = \frac{1}{K} e_r^{3/2} = \frac{1}{K} (e_g + \alpha e_A)^{3/2}$$

dargestellt wird, die bei einem gewissen Werte von i, dem Sättigungspunkte annähernd in die Grade: $i = I_s$ übergeht. Die Charakteristik ist demnach in allen Fällen positiv, auch steigend genannt. Damit die Röhre Wechselstromenergie an den Kreis abgibt, ist eine Strom- und Spannungsverteilung notwendig, wie sie Fig. 2 zeigt[9]; d. h. die zur Energielieferung notwendige Phasenlage zwischen Anodenstrom und Anodenspannung kann nur durch gewisse Gitterspannungen herbeigeführt werden. Hieraus ergibt sich, daß das Gitter die Aufgabe hat, in der Entladungsbahn eine Potentialverteilung zu veranlassen, die einem Potentialverlauf, wie er sich normal aus der Spannung zwischen Anode und Kathode ergeben würde, stark zuwider läuft. Die zur Energieabgabe notwendige Potentialverteilung ist in Fig. 3 in zwei Augenblicken dargestellt, und zwar zeigt Kurve I die Potentiale zur Zeit t_I (Fig. 2), Kurve II

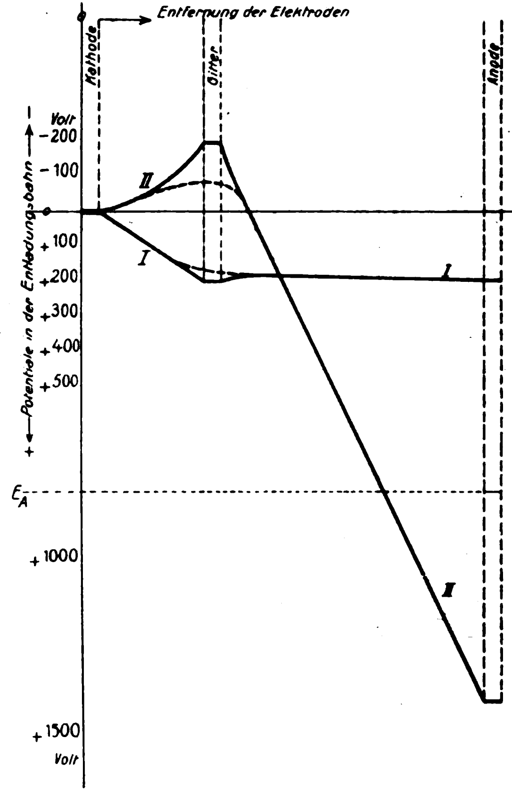


Fig. 3.

zur Zeit t_{II} (Fig. 2). Die stark gezogenen Kurventeile bedeuten die Potentiale, die von den Gitterstegen herrühren, die gestrichelten gehören zu den Gitteröffnungen. Aus dieser gezwungenen Potentialverteilung ergibt sich, daß nicht die Entladung dem Gitter die wechselnden Potentiale erteilt, wie gelegentlich von manchem Autor geäußert wurde, sondern daß das Gitter vielmehr der Entladungsbahn die Potentialverteilung aufzwingt. Dies kann einerseits so geschehen, daß die Gitterspannung infolge einer von außen zugeführten Energie die unabhängige Variable ist, von welcher Anodenstrom und Spannung unter Berücksichtigung des inneren und äußeren Widerstandes abhängen (der normale Verstärkervorgang). Andererseits, zum Zwecke der Selbsterregung, muß die Gitterspannung durch zweckmäßige Schaltung zu einer Funktion der Anodenspannung oder des Anodenstromes, wenigstens bezüglich der Wechselstromvorgänge, gemacht werden, ein Vorgang, der allgemein „Rückkopplung" genannt wird. In dem eben gesagten liegt gleichzeitig die vollständige Definition des physikalischen Begriffes „Rückkopplung". „Die Rückkopplung bei einer Eingitterröhre besteht darin, daß die Gitterspannung zu einer von der

[9]) H Rukop, Jahrb. der drahtl. Tel. **14** (1919), S. 124.

Anodenspannung (bzw. dem Anodenstrom) Abhängigen gemacht wird." Diese Funktion darf natürlich zum Zwecke der Schwingungserzeugungen nicht beliebig sein, sondern sie muß sowohl eine Phasen- als auch eine Amplitudenbedingung erfüllen. Die Größe der Rückkopplung läßt sich bequem ausdrücken, wie in einer früheren Abhandlung[10]) schon dargetan wurde. Es lassen sich für alle Schwingungserzeugungsschaltungen die Funktionen: $e_g = k e_A$ und $e_g = k i_A$ aufstellen. Man könnte nach Wunsch den einen der beiden genannten Ausdrücke noch entbehren, da ja mit Hilfe des äußeren Widerstandes stets e_A durch i_A ausdrückbar ist und umgekehrt. In der genannten Abhandlung[10]) sind die beiden Konstanten k und k' als Maße der Rückkopplung dargetan worden, und es wurde gezeigt, daß zur Schwingungserzeugung k negativ und k' positiv sein muß, und welchen Wert k oder k' in Abhängigkeit von der Röhrenkonstanten und Kreisdaten haben muß. Je nach der Schaltung können k und k' auch komplex sein, werden es sogar meistens sein, was ja nur bedeutet, daß die Phasendifferenz zwischen den beiden Größen nicht genau 0^0 oder 180^0 beträgt. Daher ist es allgemeiner richtig, eine komplexe Bedingungsgleichung für diejenige fördernde Rückkopplung anzugeben, welche zur Schwingungserzeugung notwendig ist, vgl. hierüber Kpt. VI, Gleichung (44) und ff. Wir geben weiter unten auch für die hier zu behandelnde Schaltung Fig. 1 (vgl. auch Fig. 4) die Größe der Rückkopplung zahlenmäßig an.

Es soll jetzt untersucht werden, unter welchen Bedingungen bei der genannten Schaltung die Rückkopplung zur Erzeugung von Schwingungen ausreicht, ferner in welcher Frequenz sich das System erregt.

Es sind über diese Fragen in den oben zitierten Literaturstellen schon mancherlei Angaben vorhanden. L. Kühn gibt nur an[11]) wie sich die entstehende Welle zur Eigenfrequenz des Gitterkreises verhielt, jedoch ist die zugehörige Dimension des Anodenkreises nicht genannt. Bei H. G. Möller[12]) findet sich die Angabe, daß eine Selbsterregungsmöglichkeit eintritt, sobald der Anodenkreis größer ist, also eine längere Eigenwelle hat, als der Gitterkreis. H. Barkhausen setzt bei Besprechung der Erregungsgefahr von Verstärkern ausführlich auseinander[13]), daß eine Schwingungsmöglichkeit eintritt, sobald der Anodenkreis kleiner ist, also eine kürzere Eigenwelle hat, als der Gitterkreis.

Eine längere Darstellung der Rückkopplungserscheinungen durch die Röhrenkapazität gibt A. S. Blattermann[14]), der die neun möglichen verschiedenen Fälle von Impedanzverteilung im Gitterkreis und Anodenkreis behandelt und zu dem Schluß kommt, daß vier Fälle davon zur „fördernden" Rückkopplung geeignet sind. Die fünf anderen Fälle wirken „hindernd". Diese Resultate sind jedoch für die hier zu behandelnde Schaltung nicht ausreichend, da auf die wirklich entstehenden Frequenzen nicht eingegangen ist, nach deren Kenntnis sich erst die Impedanzwerte der einzelnen Organe angeben lassen. Wir werden weiter unten einige Resultate der zitierten Autoren noch zum Vergleich mit den im folgenden abgeleiteten heranziehen.

III. Die Differentialgleichungen des Systems und ihre Lösung.

Wir führen die Berechnung streng ohne Vernachlässigung durch, jedoch wird nur in einigen Fällen auf die Endamplitude eingegangen. Vor allem wird prinzipiell das Einsetzen oder Nichteinsetzen und deren Gründe festgestellt. Man

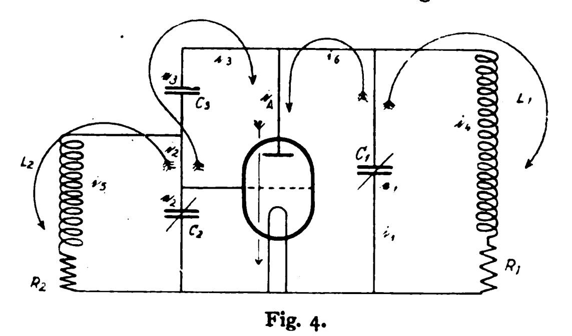


Fig. 4.

kann für kleinste Amplituden mit einem beliebig kurzen noch linearen Teil der Charakteristik rechnen, der im Gebiete des Gitterstomes Null liegen soll. Bei auftretendem Gitterstrom ist im Kreise ein äquivalenter Widerstand anzunehmen.

Die vollständige zu betrachtende Schaltung zeigt die Fig. 4, in welcher die Gleichspannungen als unwichtig übergangen sind, da sie zu den Schwingungsgleichungen nichts beitragen. Die natürliche Kapazität Kathode-Gitter soll in C_2 mit enthalten sein, ebenso die Kapazität Kathode-Anode in C_1. Die Kapazität Anode-Gitter sei C_3. Die eingezeichneten Pfeile geben die Richtung an, in der in den folgenden Gleichungen die Ströme und Spannungen als positiv zu betrachten sind.

Wir erhalten, wie sich aus der Fig. 4 ersehen läßt, folgenden Ansatz:

$$e_1 + L_1 \frac{d\, i_4}{d\, t} + R_1\, i_4 = 0. \tag{1}$$

$$i_1 = C_1 \frac{d\, e_1}{d\, t}. \tag{2}$$

[10]) Vgl. H. Rukop, l. c., S. 136.
[11]) Vgl. L. Kühn, l. c., S. 398.
[12]) Vgl. H. G. Möller, l. c., S. 127—128.
[13]) Vgl. H. Barkhausen, l. c., S. 96.
[14]) Vgl. A. S. Blattermann, l. c., S. 639.

$$\mathfrak{i}_1 = \mathfrak{i}_4 + \mathfrak{i}_6 \,. \tag{3}$$

$$\mathfrak{i}_A = \mathfrak{i}_6 + \mathfrak{i}_3 \,. \tag{4}$$

$$\mathfrak{i}_2 = \mathfrak{i}_5 + \mathfrak{i}_3 \,. \tag{5}$$

$$\mathfrak{e}_2 = L_2 \frac{d\,\mathfrak{i}_5}{d\,t} + R_2\,\mathfrak{i}_5 = 0 \,. \tag{6}$$

$$\mathfrak{i}_2 = C_2 \frac{d\,\mathfrak{e}_2}{d\,t} \,. \tag{7}$$

$$\mathfrak{i}_3 = C_3 \frac{d\,\mathfrak{e}_3}{d\,t} \,. \tag{8}$$

$$\mathfrak{e}_1 + \mathfrak{e}_A = 0. \tag{9}$$

$$\mathfrak{e}_2 + \mathfrak{e}_A + \mathfrak{e}_3 = 0 \,. \tag{10}$$

$$\mathfrak{i}_A = \frac{1}{Q}(\mathfrak{e}_G + \alpha\,\mathfrak{e}_A) \,. \tag{11}$$

$$\mathfrak{e}_G + \mathfrak{e}_2 = 0 \,. \tag{12}$$

Diese 12 Gleichungen geben die Möglichkeit, jede Stromstärke und Spannung in der gezeichneten Kombination unter vorgegebenen Anfangsbedingungen zu bestimmen. Insbesondere aber führen sie zu den dem gesamten System zukommenden Eigenfrequenzen und Eigendekrementen. Die Gleichungen sollen beispielsweise zunächst nach $\mathfrak{e}_1$ und $\mathfrak{e}_2$ aufgelöst werden. Sie führen zu zwei homogenen Differentialgleichungen zweiter Ordnung, die den bekannten Gleichungen des zwei Kreise enthaltenden gekoppelten Systems von M. Wien analog sind. Die Gleichungen lauten:

$$\left.\begin{aligned} L_1(C_1 + C_3)\frac{d^2\mathfrak{e}_1}{d\,t^2} &+ \Big[R_1(C_1 + C_3) \\ &+ \frac{\alpha}{Q}L_1\Big]\frac{d\,\mathfrak{e}_1}{d\,t} + \left(1 + \frac{\alpha}{Q}R_1\right)\mathfrak{e}_1 \\ &- L_1 C_3 \frac{d^2\mathfrak{e}_2}{d\,t^2} - \Big(R_1 C_3 \\ &- \frac{L_1}{Q}\Big)\frac{d\,\mathfrak{e}_2}{d\,t} + \frac{R_1}{Q}\mathfrak{e}_2 = 0 \,. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

$$\left.\begin{aligned} L_2(C_2 + C_3)\frac{d^2\mathfrak{e}_2}{d\,t^2} &+ R_2(C_2 + C_3)\frac{d\,\mathfrak{e}_2}{d\,t} + \mathfrak{e}_2 \\ &- L_2 C_3 \frac{d^2\mathfrak{e}_1}{d\,t^2} - R_2 C_3 \frac{d\,\mathfrak{e}_1}{d\,t} = 0 \,. \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Sie führen, wenn man:

$$\mathfrak{e}_1 = V_1 e^{xt} \quad \text{und} \quad \mathfrak{e}_1 = V_2 e^{xt} \tag{15}$$

ansetzt, auf die biquadratische Gleichung:

$$x^4 + 2Ax^3 + Bx^2 + 2Cx + D = 0 \,, \tag{16}$$

wobei

$$x = -\delta n \pm 2\pi j n \tag{17}$$

ist. Die Koeffizienten dieser Gleichung haben, wenn man

$$C_1 C_2 + C_2 C_3 + C_3 C_1 = C_{123} \tag{18}$$

setzt, die Werte:

$$A = \frac{1}{2}\left(\frac{R_1}{L_1} + \frac{R_2}{L_2}\right) + \frac{\alpha(C_2 + C_3) + C_3}{2\,Q\,C_{123}} \,. \tag{19}$$

$$B = \frac{\left\{\begin{aligned} &\left[\frac{1}{L_1} + \frac{R_1\alpha}{L_1 Q} + \frac{R_2\alpha}{L_2 Q}\right](C_2 + C_3) \\ &\quad + \frac{1}{L_2}(C_1 + C_3) + \frac{C_3}{Q}\left(\frac{R_1}{L_1} + \frac{R_2}{L_2}\right) \end{aligned}\right\}}{C_{123}} + \frac{R_1 R_2}{L_1 L_2} \,. \tag{20}$$

$$C = \frac{\left\{\begin{aligned} &R_2\left(1 + R_1\frac{\alpha}{Q}\right)(C_2 + C_3) + R_1(C_1 + C_3) \\ &\qquad + \frac{\alpha}{Q}L_1 + R_1 R_2 \frac{C_3}{Q} \end{aligned}\right\}}{2\,L_1 L_2 C_{123}} \,. \tag{21}$$

$$D = \frac{1 + R_1 \frac{\alpha}{Q}}{L_1 L_2 C_{123}} \,. \tag{22}$$

Die Lösung der Gleichung (16) führt auf dem bekannten Wege zu der Resolvente, der kubischen Gleichung:

$$z^3 - 3pz - 2q = 0 \,, \tag{23}$$

deren Konstanten die Werte:

$$p = \frac{1}{16}\left[\frac{B^2}{9} + \frac{4}{3}(D - AC)\right] , \tag{24}$$

$$\left.\begin{aligned} q = \frac{1}{64}\Big[\frac{B^3}{27} &- \frac{4}{3}B(D - AC) \\ &- 2(ABC - A^2 D - C^2)\Big] \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

haben, und aus deren Wurzeln z_1, z_2 und z_3 sich die Lösungen für x in folgender Weise zusammensetzen:

$$\left.\begin{aligned} x_1 = -\frac{A}{2} &+ \sqrt{z_1 - \frac{a}{6}} \\ &+ \sqrt{z_2 - \frac{a}{6}} - \sqrt{z_3 - \frac{a}{6}} \,, \end{aligned}\right\} \tag{26}$$

$$\left.\begin{aligned} x_2 = -\frac{A}{2} &+ \sqrt{z_1 - \frac{a}{6}} \\ &- \sqrt{z_2 - \frac{a}{6}} + \sqrt{z_3 - \frac{a}{6}} \,, \end{aligned}\right\} \tag{27}$$

$$\left.\begin{aligned} x_3 = -\frac{A}{2} &- \sqrt{z_1 - \frac{a}{6}} \\ &+ \sqrt{z_2 - \frac{a}{6}} + \sqrt{z_3 - \frac{a}{6}} \,, \end{aligned}\right\} \tag{28}$$

$$\left.\begin{aligned} x_4 = -\frac{A}{2} &- \sqrt{z_1 - \frac{a}{6}} \\ &- \sqrt{z_2 - \frac{a}{6}} - \sqrt{z_3 - \frac{a}{6}} \,, \end{aligned}\right\} \tag{29}$$

wobei

$$a = B - \frac{3}{2} A^2 \tag{30}$$

ist.

Aus diesen vier Lösungen für x ergeben sich zwei Eigenfrequenzen und zwei eindeutig zugeordnete Dekremente. Diese beiden Frequenzen, sowie die zugehörigen Dekremente usw. sind mit den Indexen a (längere Welle) und b (kürzere Welle) bezeichnet, so daß man schreiben könnte:

$$e_{1a} = V_{1a} e^{-\delta_a n_a t} \sin(2\pi n_a t + \varphi_{1a}). \tag{31}$$

$$e_{1b} = V_{1b} e^{-\delta_b n_b t} \sin(2\pi n_b t + \varphi_{1b}). \tag{32}$$

Die Lösungen für e_2 sind nur durch andere Werte für V und φ also entsprechend V_{2a} und φ_{2a} und V_{2b} und φ_{2b} von denen für e_1 verschieden,

IV. Diskussion der Lösungen.

A. Röhre außer Tätigkeit.

Die Diskussion dieser Lösungen wird sehr erleichtert, wenn eine Diskussion desselben gekoppelten Systems, wie es Fig. 4 zeigt, jedoch vorläufig unter Fortlassung der leitenden Eigenschaft der Röhre, vorausgenommen wird. Die physikalische Bedeutung hiervon ist, daß vorläufig die Kathode der Hochvakuumröhre nicht als glühend gedacht ist, was zur Folge hat, daß $\frac{Q}{a} = \infty$ wird. Daraus ergibt sich ein Schema wie Fig. 5, dessen Eigenschaften zunächst auseinandergesetzt werden sollen. Sie sind aus den obigen Gleichungen zu errechnen, indem $\frac{Q}{a} = \infty$ eingesetzt wird.

Das System Fig. 5 ist zweiwellig, wie man außer durch die Differentialgleichungen sehr einfach mit Hilfe der symbolischen Rechnungsweise feststellen kann (unter Vernachlässigung der Widerstände). Man setzt hierzu die Impedanz des gesamten Systems gleich Null und erhält so die Gleichung:

$$-\frac{\left[\dfrac{-\omega L_1 \dfrac{1}{\omega C_1}}{\omega L_1 - \dfrac{1}{\omega C_1}} - \dfrac{1}{\omega C_3}\right]\dfrac{1}{\omega C_2}}{\dfrac{-\omega L_1 \dfrac{1}{\omega C_1}}{\omega L_1 - \dfrac{1}{\omega C_1}} - \dfrac{1}{\omega C_3} - \dfrac{1}{\omega C_2}} + \omega L_2 = 0, \tag{33}$$

welche folgende beiden Lösungen für die Frequenzen liefert:

$$\omega^2 = \frac{1}{2 L_1 L_2 C_{123}}\left(L_1 C_3 + L_2 C_2 + L_1 C_1 + L_2 C_3 \pm \sqrt{(L_1 C_3 + L_2 C_2 + L_1 C_1 + L_2 C_3)^2 - 4 L_1 L_2 C_{123}}\right). \tag{34}$$

Die Fig. 6 gibt ein Beispiel der in einem solchen System auftretenden Frequenzen und Dekremente. Die Frequenzen sind sowohl durch die obengenannte Differentialgleichung als auch durch die symbolische Gleichung (33) ermittelt, und bei den für Fig. 6 als Beispiel gewählten Werten ist die Genauigkeit, welche die symbolische Rechnung liefert, so groß, daß die Kurvenzeichnung die Unterschiede nicht wiedergeben könnte. Die Dekremente können nur durch Differentialgleichungen erhalten werden.

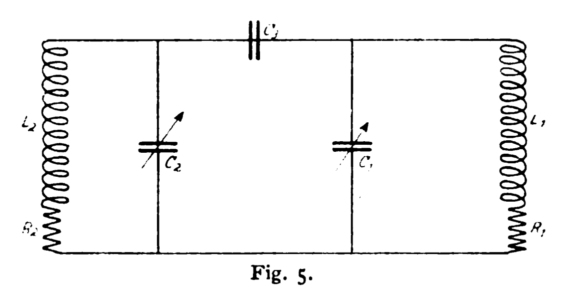


Fig. 5.

Es wurden folgende Werte angenommen:

$L_1 = 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ Hy

$C_1 = 5{,}5 \cdot 10^{-9}$ *Fd* (4950 cm)

$R_1 = 5\ \Omega$

$L_2 = 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ Hy

$C_2 =$ Abszisse, $0 - 10^{-8}$ *Fd* (9000 cm)

$R_2 = 5\ \Omega$

Kurven				
„	I:	$C_3 =$	0 cm	
„	II:	„ =	50 „	($55{,}5 \cdot 10^{-12}$ Fd)
„	III:	„ =	100 „	($111 \cdot 10^{-12}$ Fd)
„	IV:	„ =	500 „	($555 \cdot 10^{-12}$ Fd)
„	V:	„ =	1000 „	($1111 \cdot 10^{-12}$ Fd)
„	VI:	„ =	∞ „	
„	VIII:	„ =	15 „	($16{,}67 \cdot 10^{-12}$ Fd)
„	IX:	„ =	14 „	($15{,}56 \cdot 10^{-12}$ Fd)

Frequenzen und Dekremente sind hier in der bekannten Weise aufgetragen, daß als Abszissen die veränderliche Größe des Systems, hier also C_2, linear, als Ordinaten die Wellenlängen (bzw. Dekremente) in quadratischem Maßstabe aufgetragen sind. Bei induktiven Kopplungen zweier Kreise zu einem System ergeben sich dann die Kopplungsfrequenzen als die beiden Äste je einer Hyperbel, deren gemeinsame Asymptoten durch die Einzelwellen der zwei Kreise dargestellt werden und deren Exzentrizität mit festerer Kopplung zunimmt.

In der vorliegenden Schaltung der Fig. 5 erhält man ebenfalls für jede Größe von C_3 eine Hyperbel, jedoch hat jede Hyperbel hier ein besonderes Asymptotenpaar. Die obere Hälfte der Fig. 6 zeigt die Wellenlängen, und zwar stellen die

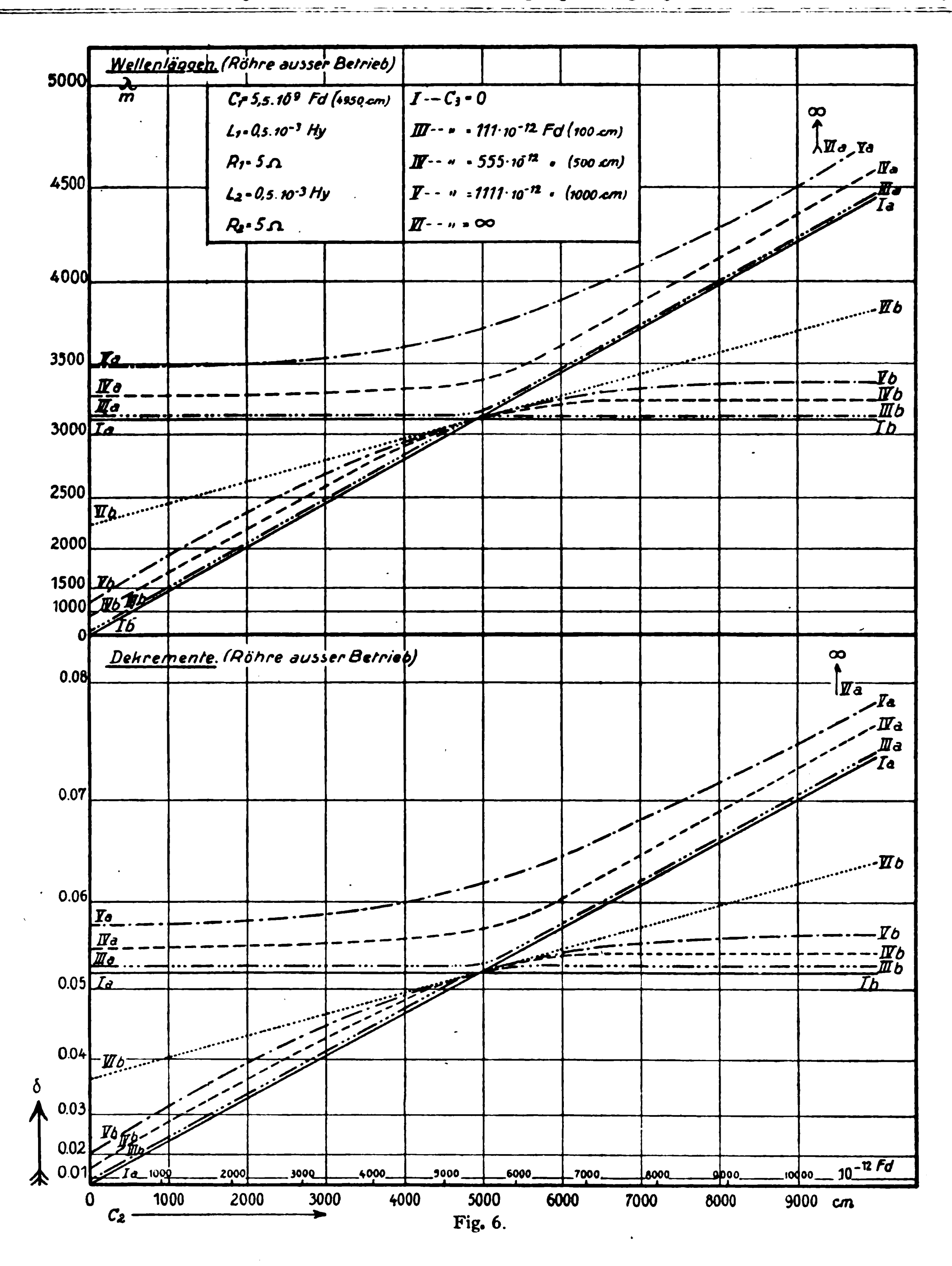


Fig. 6.

Kurve Ia und Ib für $C_3 = 0$ gleichzeitig die Hyperbel und die Asymptoten dar. Die Kurve II a und IIb für $C_3 = 50$ cm sind in Fig. 6 weggelassen, sie würden zwischen Ia und IIIa sowie Ib und IIIb liegen. Die Asymptoten für die Kurven III, IV, V und VI sind nicht gezeichnet, jedoch sind alle Asymptoten durch die einfache Beziehung gegeben:

$$\lambda_{A_1} = 2\pi c \sqrt{L_1 (C_1 + C_3)}, \tag{35}$$

$$\lambda_{A_2} = 2\pi c \sqrt{L_2 (C_2 + C_3)}, \tag{36}$$

woraus ihre Veränderlichkeit mit C_3 ersichtlich ist.

B. Röhre in Tätigkeit.

Durch Hinzufügung der Röhrenfunktion, d. h. durch einen endlichen positiven Wert von $\frac{Q}{\alpha}$, bleibt das Frequenzenbild fast ungeändert, jedoch tritt

eine außerordentliche Änderung der Dekremente ein. Der Mechanismus dieser Änderung ist zunächst in Fig. 7 qualitativ auseinandergesetzt. In Fig. 7 *A* sollen die beiden Graden δ_1 und δ_2 die beiden Einzeldekremente bei $C_3 = 0$ ohne Röhre,

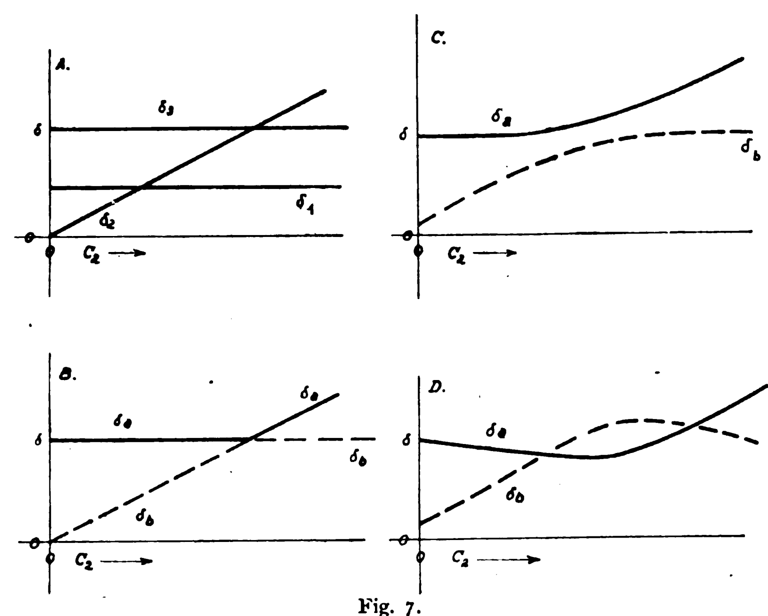


Fig. 7.

d. h. bei $\frac{Q}{\alpha} = \infty$ darstellen. Würde jetzt die Röhre hinzugefügt, d. h. $\frac{Q}{\alpha}$ positiv gemacht, wobei C_3 zunächst noch gleich Null gedacht sein möge, so rückt das bisherige Einzeldekrement δ_1 auf den Wert δ_3 (Fig. 7 *A*), während δ_2 ungeändert bleibt. Dies ergibt sich aus den Dekrementausdrücken bei angelegter Röhre für $C_3 = 0$.

$$\delta_1 = \frac{1}{2}\left(\frac{R_1}{L_1} + \frac{\alpha}{Q\,C_1}\right) T_1 \tag{37}$$

und

$$\delta_2 = \frac{1}{2}\,\frac{R_2}{L_2}\,T_2, \tag{38}$$

während man ohne Röhre für $C_3 = 0$

$$\delta_1 = \frac{1}{2}\,\frac{R_1}{L_1}\,T_1 \tag{39}$$

und

$$\delta_2 = \frac{1}{2}\,\frac{R_2}{L_2}\,T_2 \tag{40}$$

erhält.

Um nun auf das gekoppelte und rückgekoppelte System bei zunehmendem C_3 überzugehen, ist es notwendig, die Dekremente der Fig. 7 A nicht mehr als zwei Grade, sondern als zwei Hyperbeläste zu betrachten, wie dies durch die beiden Kurven δa und δb in Fig. 7 B wiedergegeben ist. Würde man nun bei eingeschalteter Röhre, endlichem $\frac{Q}{\alpha}$ und von Null verschiedenem C_3 die Rückkopplung weglassen (indem die Gitterzuleitung in Fig. 4 unterbrochen gedacht sei), so würden die Dekremente einen Verlauf nehmen, wie es Fig. 7 C zeigt. Bei vollständig eingeschalteter Röhre jedoch zeigt sich schließlich eine Dekrementsänderung, wie Fig. 7 D, welche die Grunderscheinung der komplizierten Dekrementskurven ist, die sich für das Schaltschema Fig. 1 bzw. Fig. 4 aus den Gleichungen (26) bis (29) ergeben, und die in Fig. 8 ausführlich dargestellt sind. Es sind hier in Fig. 8 dieselben Werte für $L_1\,C_1\,L_2\,C_2\,R_1\,R_2\,C_3$ gewählt wie für Fig. 6, außerdem $Q = 500$, $\alpha = 0{,}05$. Die obere Hälfte der Fig. 8 zeigt die Eigenfrequenzen des genannten Systems. Das System ist also mit in Betrieb befindlicher Röhre ebenfalls zweiwellig, und die Eigenfrequenzen sind von denen mit nicht betriebener Röhre nur um eine Widerstandskorrektion verschieden. Jedoch zeigt die Rechnung, daß stets nur die eine Eigenschwingung zur Selbsterregung gelangen kann, und zwar ist dies in der vorliegenden Schaltung immer nur die mit der längeren Eigenwelle. Es können also nur diejenigen Wellen sich erregen, die in der oberen Hälfte der Fig. 8 mit dem Index *a* versehen sind. Die Selbsterregung spielt sich mathematisch so dar, daß das betreffende Dekrement negativ wird. Daher sind auch von den Wellen mit dem Index *a* in Fig. 8 (obere Hälfte) nur diejenigen selbsterregend, deren zugehörige Dekrementskurven (untere Hälfte) unter der Nullinie liegen.

Der andere Freiheitsgrad, die kürzere Kopplungswelle, Index *b* wird stets stärker gedämpft, als sie ursprünglich war, und zwar um so stärker, je größer C_3 wird.

Demnach läßt sich in Fig. 8, obere Hälfte, ein Gebiet abgrenzen, welches die selbsterregenden Wellenlängen als Funktion von C_2 und C_3 enthält. Die Grenze zwischen beiden Gebieten gibt die Kurve *G* an. Oberhalb deren (schraffiertes Gebiet) liegen die selbsterregenden Wellen, unterhalb die nicht erregungsfähigen.

V. Anwendung auf Verstärker.

Die interessanten Gesetzmäßigkeiten, welche diese Selbsterregung beherrschen, sollen zunächst mit Beziehung auf den Verstärkerbau diskutiert werden. Hier ist die Selbsterregung ja ein Fehler, der vermieden werden muß. Die Frage, ob eine Verstärkerröhrenschaltung, die in der Gitterseite und der Anodenseite je einen schwingungsfähigen

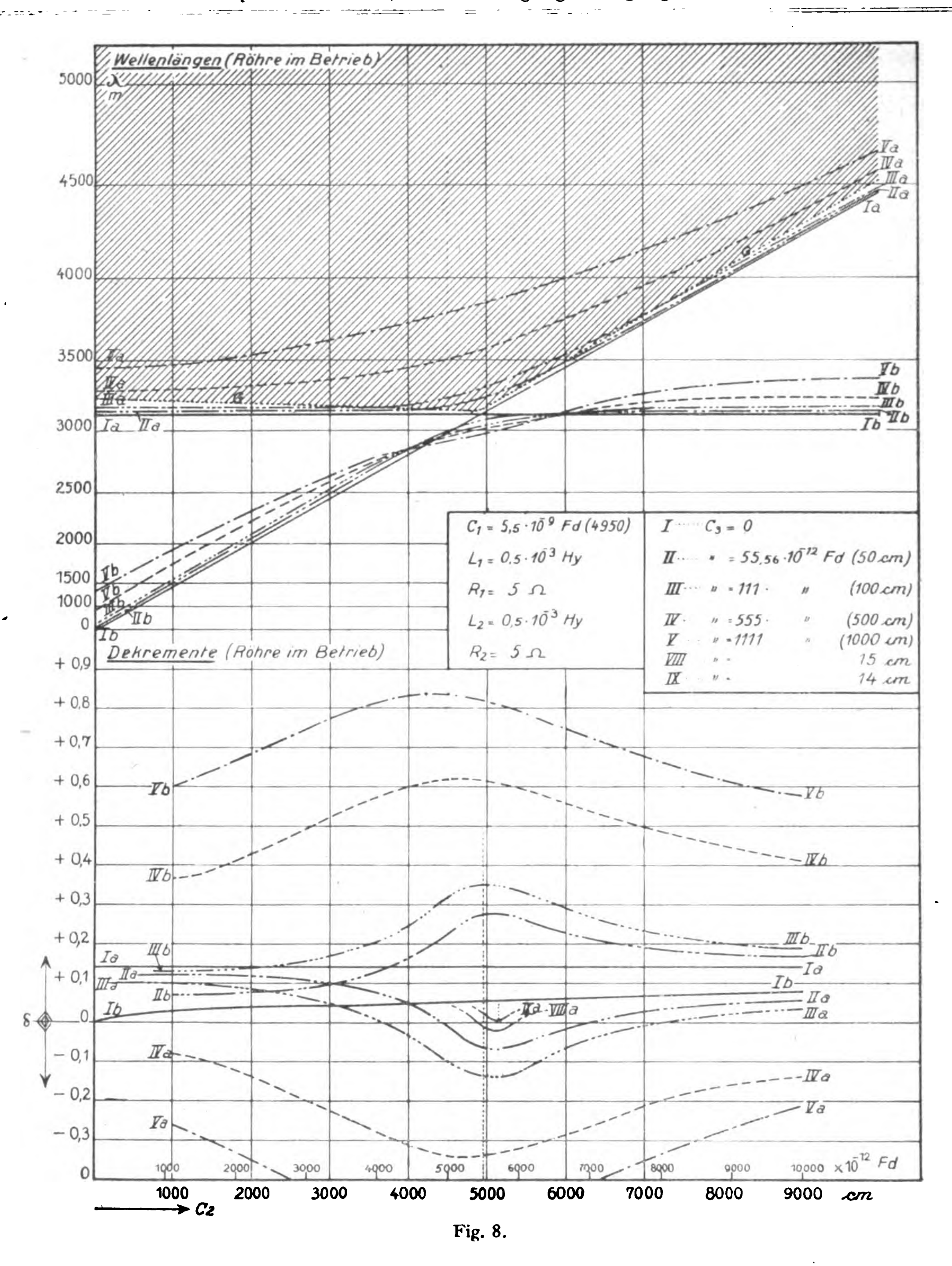


Fig. 8.

Kreis enthält, sich erregen kann, wenn der Anodenkreis die kleinere Einzelwelle als der Gitterkreis hat, und sich im umgekehrten Falle nicht erregen kann, ist durch die Fig. 8, gelöst. Die senkrechte punktierte Linie (Fig. 8 untere Hälfte) bei $C_2 =$ 4950 cm zeigt alle diejenigen Fälle an, in denen die beiden Einzelwellen von Anodenkreis und Gitterkreis einander gleich sind. Rechts von dieser Linie hat der Gitterkreis die längere Einzelwelle als der Anodenkreis, links die kürzere. Man sieht, daß die Selbsterregung in beiden Fällen fast gleichmäßig eintritt. Man kann leicht auch qualitativ zu diesem Resultat kommen, wenn man die Überlegung nicht willkürlich nur für die Einzelwelle des Gitterkreises durchführt, sondern mindestens auch für die des Anodenkreises, genau gesagt für eine, die etwas länger ist als die längere von beiden.

Es ist von Interesse, ob vielleicht der eine der beiden genannten Fälle in der Selbsterregungsfähigkeit bevorzugt ist. Die Fig. 8 zeigt genau, daß unter den vorgegebenen Bedingungen (nämlich C_2 allein variabel, alles andere konstant) die Breite des selbsterregenden Gebietes, ausgedrückt in der Verstimmung von C_2 nach rechts und links vom Resonanzpunkt ($C_2 = 4950$ cm) jedenfalls eine größere ist nach der rechten Seite, d. h. nach größerem Gitterkreis zu. Ja, es könnte sich ereignen, daß sich die Anordnung nur bei größerem Gitterkreis erregt, bei kleinerem (im Vergleich zum Anodenkreis) gar nicht. Wenn man nämlich die Kurven IIIa, IIa, VIIIa und IXa betrachtet, so sieht man bei IIIa ($C_3 = 100$ cm) fast die gleiche

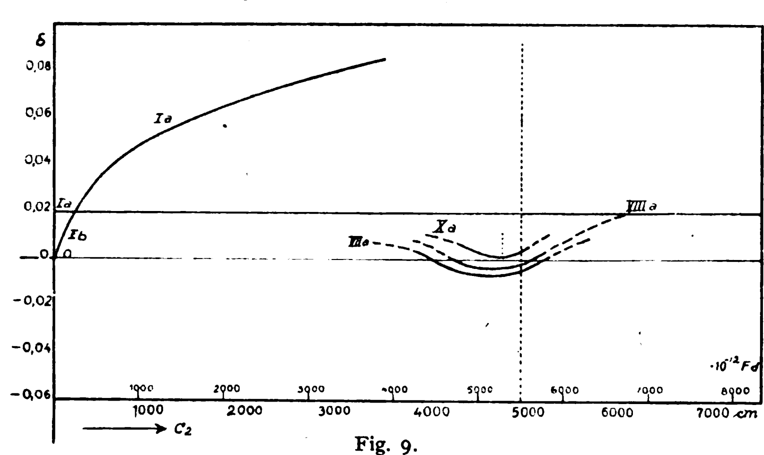


Fig. 9.

Breite nach rechts und links, bei IIa ($C_3 = 50$ cm) ist die Breite rechts (größerer Gitterkreis) schon merklich größer; bei VIIIa ($C_3 = 15$ cm) ist der Unterschied sehr erheblich, und bei IXa ($C_3 = 14$ cm) ist nur noch ein winziger selbsterregender Bereich da, der ganz auf der Seite des größeren Gitterkreises liegt (um $C_2 = 5075$ cm).

Es entsteht die Frage, ob die Lage der δ-Kurven stets die genannte ist, d. h. bei welchen Abszissen die Punkte $\delta = 0$ liegen, insbesondere wie groß C_2 ist, wenn die δ-Kurve die Nullinie gerade noch berührt. Zunächst sei an einem Beispiel (Fig. 9) gezeigt, daß die Situation die umgekehrte sein kann. Die Daten für C_1 L_1 C_2 L_2 sind die gleichen wie in Fig. 8, geändert sind lediglich die Widerstände der Röhre und der Kreise und zwar sind:

$$Q = 1000 \quad \alpha = 0{,}01 \quad R_1 = 1\,\Omega \quad R_2 = 10\,\Omega.$$

Die δ-Kurven VIIa ($C_3 = 20$ cm) und VIIIa ($C_3 = 15$ cm) zeigen eine weit überwiegende Erregungsbreite bei kleinerem Gitterkreis, sogar kann die Erregung vollständig auf den Fall des kleineren Gitterkreises beschränkt sein (Kurve Xa für $C_3 = 12$ cm). Im Abschnitt VI folgt noch ein Beispiel für andere Daten.

Die Frage der Erregungsbreite ließe sich aus den obenstehenden Gleichungen prinzipiell beantworten. Um die Schnittpunkte der δ-Kurven mit der Nullinie zu finden, ist die Bedingung für $\delta = 0$ aufzustellen. Sie ist, wie leicht einzusehen, identisch mit der Bedingung, daß die biquadratische Gleichung (16) zwei rein imaginäre Lösungen hat. In diesem Falle zerfällt die biquadratische Gleichung (16) in die beiden folgenden Gleichungen:

$$A \times^2 + C = 0 \qquad (41)$$

und

$$\times^2 + B \times + D = 0. \qquad (42)$$

Hierfür ergibt sich die Bedingungsgleichung:

$$C^2 - ABC + A^2 D = 0. \qquad (43)$$

Diese Gleichung (43) ergibt also alle Fälle, in denen $\delta = 0$ ist. Um noch die Bedingung dafür zu finden, daß die δ-Kurve die Nullinie nur berührt, ist in die Gleichung (43), welche in bezug auf C_2 kubisch ist, die Bedingung dafür einzuführen, daß zwei Wurzeln für C_2 gleich werden, d. h. die Diskriminante ist gleich Null zu setzen.

Leider wird diese Gleichung so umfangreich und in bezug auf manche Variable von so hohem Grade, daß wir eine korrekte Beziehung über die Lage des Berührungspunktes nicht geben können. Immerhin läßt sich eine qualitative Angabe darüber machen, auf welcher Seite von der Resonanzstelle aus gerechnet der breitere Erregungsbereich und damit auch der Berührungspunkt liegt. Das Kriterium hierfür ist die Lage der beiden Einzeldekremente für $C_3 = 0$, jedoch mit Röhre. Es läßt sich ableiten, daß die δ-Kurven bei abnehmen-

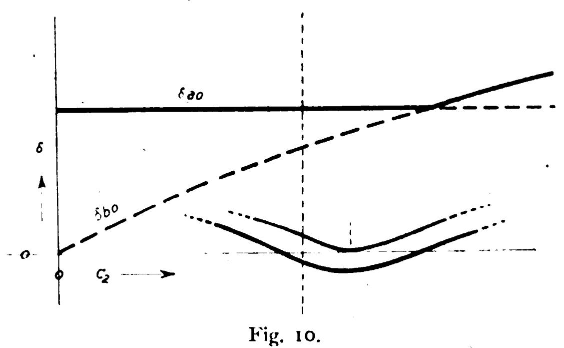


Fig. 10.

dem C_3 sich immer mehr der geknickten Kurve (stark gezogene Kurve $\delta a o$ in Fig. 10) anschließen müssen. Während die Berührungspunkte nun meistens ziemlich nahe an der Resonanzstelle bleiben, und zwar aus Gründen, die im nächsten Abschnitt noch erörtert werden, lösen sich die

δ-Kurven doch auf derjenigen Seite der Resonanzstelle unter vorheriger Bildung eines breiteren Erregungsbereiches von der Nullinie ab, an welcher der Knick der δ-Kurve für $C_3 = 0$ läge, der identisch ist mit dem Schnittpunkt der beiden Einzeldekrementslinien mit Röhre (siehe Gleichung 37, 38).

Den Fall, daß der Knickpunkt bei größerem Gitterkreis liegt, stellt Fig. 10 schematisch dar. Hier liegt also auch die größere Erregungsbreite, sowie der Berührungs- bzw. Ablösungspunkt bei größerem Gitterkreis. Fig. 11 zeigt das Umgekehrte, da hier der Knickpunkt bei kleinerem Gitterkreis liegt.

In praktischen Fällen wird die Lage 10 vielleicht vorherrschen. Da die Kreise vor und hinter der Röhre nämlich im Verstärker meist recht ähnlich sind, so wird der Knickpunkt öfters rechts von der Resonanzstelle liegen, da zu dem Einzeldekrement des Anodenkreises das durch die Röhre

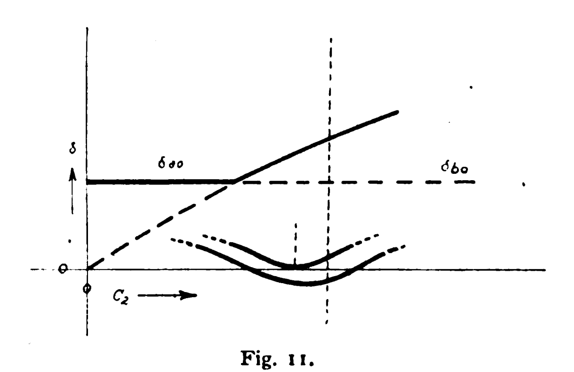


Fig. 11.

veranlaßte hinzukommt. Auch wenn der Anodenkreis transformatorartig gebaut ist, so ändert das nicht viel. Oft wird jedoch auch der Gitterkreis in ähnlicher Weise durch eine vorhergehende Röhre gedämpft sein wie der Anodenkreis.

Im großen ganzen kann man aber experimentell feststellen, daß die Reihenfolge: klein, groß, der Kreise eines Verstärkers gegen die: groß, klein nicht von ausschlaggebender Verschiedenheit ist, wenngleich graduelle Unterschiede vorhanden sind, eine Tatsache, die nach Betrachtung der Fig. 8 nicht verwunderlich ist.

VI. Anwendung auf Sender.

In einem vorhergehenden Abschnitte ist bereits gesagt worden, daß die vorliegende Schaltung ein gekoppeltes System, d. h. ein System mit zwei Eigenfrequenzen darstellt, daß jedoch stets nur die längere Eigenwelle des Systems selbsterregungsfähig ist. Dies bedeutet, daß das System nicht „springend" ist, d. h. daß keine plötzlichen Frequenzsprünge eintreten können, dadurch veranlaßt, daß die Selbsterregung aus einer Eigenfrequenz in die andere fällt. Dagegen muß es zu den „ziehenden" gerechnet werden, da man in der Praxis unter „Ziehen" die Erscheinung (siehe Fig. 12) versteht, daß eine Wellenlänge von der Größe eines Kreises nach Art einer unscharf geknickten Kurve (einer Hyperbel) abhängig ist.

Die Deutung der Selbsterregung in der vorliegenden Schaltung ist zwar mathematisch in den Abschnitten III und IV erfolgt, es ist jedoch von Interesse, diese Vorgänge nochmals mehr vom Standpunkte der physikalischen Anschauung zu untersuchen. Obgleich man über die Frage, was physikalisch anschaulich ist und was nicht, durchaus verschiedener Ansicht sein kann, so möchten wir doch die folgende Betrachtung als physikalisch besonders anschaulich hinstellen: Das Einsetzen oder Nichteinsetzen von Schwingungen soll lediglich

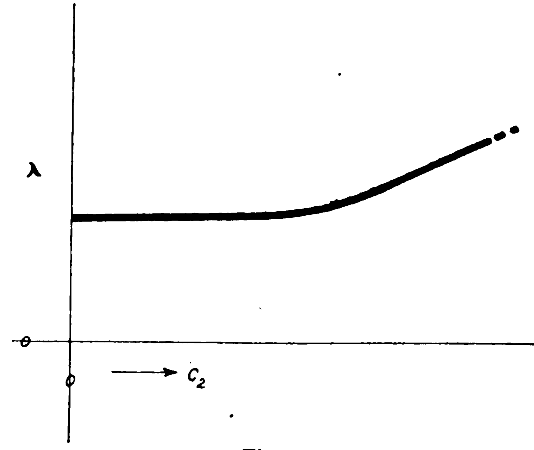


Fig. 12.

lich vermittelst vier Größen, nämlich der zwei Röhrenkonstanten Q (Charakteristikkonstante) und α (Durchgreifen) und der zwei Schaltungsgrößen $\mathfrak{R}$ (äußerer Widerstand) und k (Rückkopplung) diskutiert werden.

Die genannten vier Größen $Q\,\alpha\,\mathfrak{R}$ und k sind in einer Bedingungsgleichung für das Einsetzen der Schwingungen zusammenfaßbar. Diese Bedingungsgleichung, gültig für stationäre Schwingungen, d. h. für $\delta = 0$, lautet, wie in einer früheren Veröffentlichung abgeleitet ist[15]):

$$k = -\frac{Q}{\mathfrak{R}} - \alpha. \qquad (44)$$

Die umfassende Bedeutung dieser Gleichung liegt darin, daß sich für Rückkopplungsschaltungen durch sie allein ohne Aufstellung von Differentialgleichungen, also z. B. ohne die eingangs genannten 12 Gleichungen, alle Daten für die Fälle $\delta = 0$ ableiten lassen, und zwar sowohl die notwendigen Größen der Konstanten und elektrischen Organe, als auch die entstehenden Wellenlängen einschließ-

[15]) Vgl. H. Rukop, loc. cit. S 136.



lich der Widerstands-, Röhren- und Rückkopplungskorrektionen. Zu diesem Zwecke müssen R und k mit Hilfe der symbolischen Rechnungsweise ausgedrückt werden. An Hand des Schaltschemas Fig. 4 lassen sich die Ausdrücke für R und k leicht aufstellen. Die Rückkopplung ist gekennzeichnet durch die Gitterspannung, die bei einer gewissen Anodenspannung entsteht. Die Rückkopplungskonstante k ist definiert als der Quotient dieser beiden. Demnach erhält man für k aus Fig. 4:

$$k = \frac{C_3}{C_2 + C_3} \cdot \frac{R_2 + j\,\omega L_2}{R_2 + j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega (C_2 + C_3)}\right)} \cdot \quad (45)$$

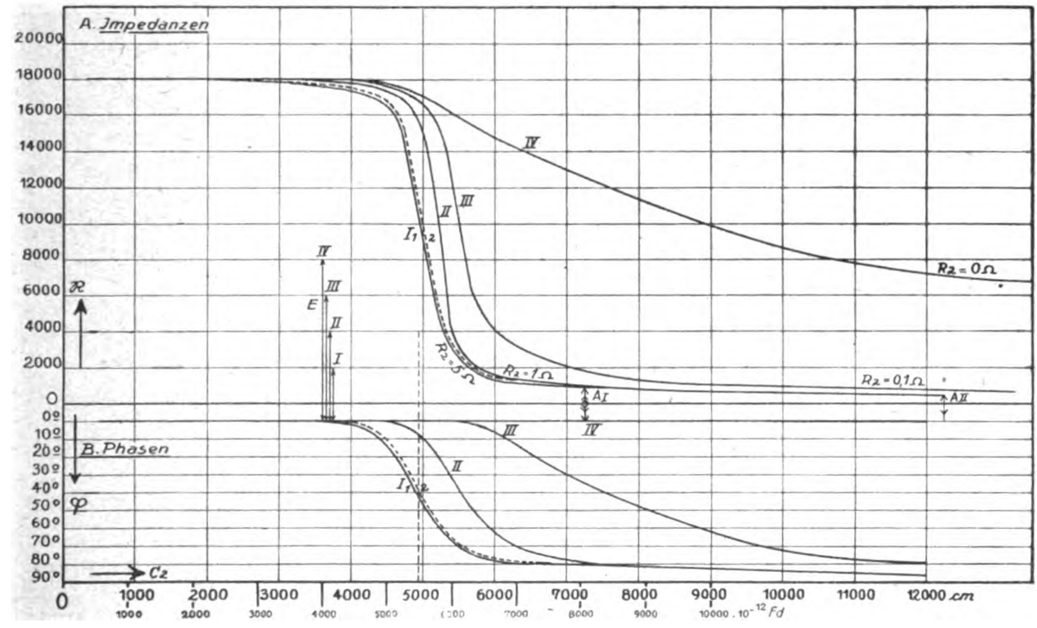


Fig. 13.

Der äußere Widerstand ist definiert als der Widerstand, den das gesamte Kreisgebilde einer zwischen Anode und Kathode angelegten Wechselspannung bietet, oder, mit anderen Worten, als das Verhältnis von Anodenwechselspannung zu Anodenwechselstrom. Hiernach ergibt sich für $\mathfrak{R}$ aus Fig. 4

$$\mathfrak{R} = \frac{R_1 - \omega^2 (C_2 + C_3)(R_2 L_1 + L_2 R_1) + j\,\omega\,[L_1 - (C_2 + C_3)(\omega^2 L_1 L_2 - R_1 R_2)]}{1 + \omega^2 [C_{123} (\omega^2 L_1 L_2 - R_1 R_2) - L_1 (C_1 + C_3) - L_2 (C_2 + C_3)] + j\,\omega\,[R_1 (C_1 + C_3) + R_2 (C_2 + C_3) - \omega^2 C_{123} (L_1 R_2 + L_2 R_1)]} \quad (46)$$

Setzt man diese beiden Werte in die Gleichung (44) ein, so erhält man, da (44) ja komplex wird, zwei Gleichungen, von denen die eine die notwendigen elektrischen Daten für $\delta = 0$ angibt[16]), die daher mit (43) identisch ist, während die andere die dazugehörigen Frequenzen liefert. Letztere ist identisch mit (41) und lautet:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{C}{A}}}, \quad (47)$$

wobei die Bedingung (43) in (47) eingesetzt werden muß. Das Einsetzen oder Nichteinsetzen soll nun dadurch verdeutlicht werden, daß für die diskutierten Fälle R und k ausgerechnet werden. Wie aus (44) hervorgeht, sind hohe Impedanz und hohe Rückkopplung förderlich für das Einsetzen. Das Komplexwerden von Impedanz und Rückkopplung hat keine eindeutige Wirkung. Es braucht nicht notwendig eine Schädigung des Einsetzens zu bedeuten; vielmehr müßte man zu dieser Beurteilung erst angeben, was als konstant gedacht sein soll. Denkt man sich z. B. in beiden Fällen die reellen Teile als konstant, so kann das Hinzutreten der imaginären Teile sogar das Einsetzen befördern. Für Wirkungsgrad und Leistung sind jedoch komplexe Impedanz und Rückkopplung schädlich.

[16]) Es ergeben sich drei reelle Lösungen für Q bei der Bedingung $\delta = 0$, mithin auch drei mögliche Frequenzen bei derselben Abstimmung, eine Erscheinung, die in einer späteren kurzen Veröffentlichung erklärt werden wird, da sie allgemeineres Interesse hat. Im vorliegenden Falle ist allerdings nur eine Frequenz mit Sicherheit realisierbar, die zweite ist schwierig zu erhalten, da sie ein kaum erreichbar niedriges Q verlangt, die dritte ist unmöglich, da sie ein negatives Q verlangt, welches bei einer derartigen Röhre nicht existieri.

Fig. 13 zeigt die Impedanzen nach Betrag $\mathfrak{R}$ und Winkel φ, Fig. 14 die Rückkopplungen ebenfalls nach Betrag k und Winkel φ, und zwar beide für die Werte:

$$L_1 = 500000 \cdot 10^{-9}\ \mathrm{Hy}$$
$$L_2 = 500000 \cdot 10^{-9}\ \mathrm{Hy}$$
$$C_1 = 5000\ \mathrm{cm}$$
$$C_3 = 100\ \mathrm{cm}$$
$$Q = 500\ \Omega\ \text{(Anfangswert)}$$
$$\alpha = 0{,}05$$

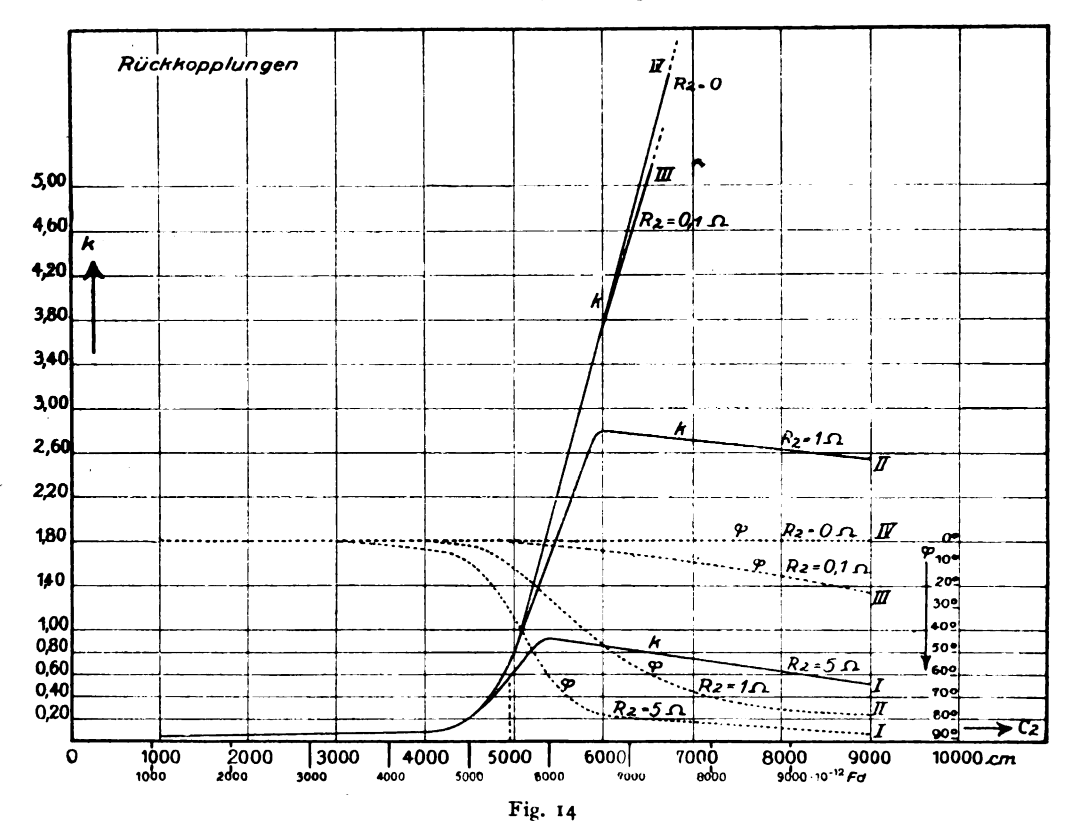


Fig. 14

$$R_1 = 5\ \Omega$$
$$R_2 \begin{cases} \mathrm{I} = 5\ \Omega \\ \mathrm{II} = 1\ \Omega \\ \mathrm{III} = 0{,}1\ \Omega \\ \mathrm{IV} = 0 \end{cases}$$

C_2 bildet wieder die Abszissen.

Die Kurve I_1 in Fig. 13A (obere Hälfte) stellt den Betrag der Impedanz in scheinbaren Ohm für $R_2 = 5\ \Omega$ dar, d. h. für denselben Fall, der in Fig. 8 Kurve IIIa hinsichtlich der Dekremente behandelt ist. Es geht aus letzterer hervor, daß das System hier zwischen $C_2 = 3720$ cm und $C = 7240$ cm sich selbst erregt. (Die Selbsterregungsbereiche sind durch senkrechte Pfeile an den Kurven Fig. 13A eingegrenzt.) Untersucht man den Selbsterregungbereich experimentell, insbesondere mit starken Senderöhren, so fällt ein außerordentlicher Unterschied zwischen dem Arbeiten in der Nähe des Einsetzpunktes E ($C_2 = 3720$ cm) und dem in der Nähe des Aussetzpunktes (A) ($C_2 = 7240$ cm) selbst bei gleichen negativen Dekrementen auf. Daher mögen auch die prinzipiell natürlich nicht berechtigten Bezeichnungen „Einsetzpunkt" und „Aussetzpunkt" hier zur Unterscheidung hingenommen werden. Im Einsetzpunkt und einiges darüber hinaus ist die Röhre leicht zu normalem Arbeiten mit gutem Wirkungsgrad einstellbar, während man dann zum Aussetzpunkt übergehend, sehr unangenehme Erscheinungen, wie Überspannungen am Gitter und Überhitzung der Anode findet. Die Ursachen sind aus Impedanzen und Rückkopplungen leicht erklärlich. Die Impedanzen, Fig. 13 (ebenso die Rückkopplungen, Fig. 14), sind innerhalb der Erregungsbereiche vermittelst der Endfrequenz errechnet, d. h. derjenigen Frequenz, welche sich schließlich einstellt, wenn die Schwingungen nicht weiter in der Amplitude ansteigen, d. h. wenn $\delta = 0$ geworden ist. (Endimpedanzen, Endrückkopplungen). Das weitere Ansteigen wird durch die Verflachung der mittleren Charakteristik verhindert, was sich in einem Größerwerden von Q

ausdrückt. Daher ist es notwendig, für jeden Fall zunächst das Q für $\delta = 0$ (End — Q), daraus dann die Endfrequenz und hieraus endlich die Endimpedanz auszurechnen. (Fig. 15 zeigt die Änderung von Q, welches überall den Anfangswert 500 Ohm hat, für die Fälle der Kurve I_1, Fig. 13, d. h. für $R_2 = 5\,\Omega$). In Fig. 13 A fällt der plötzliche tiefe Abfall der Impedanz zwischen etwa $C_2 = 4500$ cm und $C_2 = 5500$ cm auf. Gleichzeitig tritt, wie Fig. 13 B, Kurve I zeigt, ein sehr starkes Komplexwerden der Impedanz, d. h. eine Phasenverschiebung bis etwa $\varphi = 70^0$ auf. Die Rückkopplung steigt zwar dem Betrage nach noch bis zu $C_2 = 5500$ an, jedoch ist ihr Winkel (dieser bedeutet die Abweichung der Phasendifferenz zwischen Anodenspannung und Gitterspannung von 180^0) allmählich recht groß, und zwar in dem genannten Bereich bis 70^0 etwa.[17]) Das starke Sinken

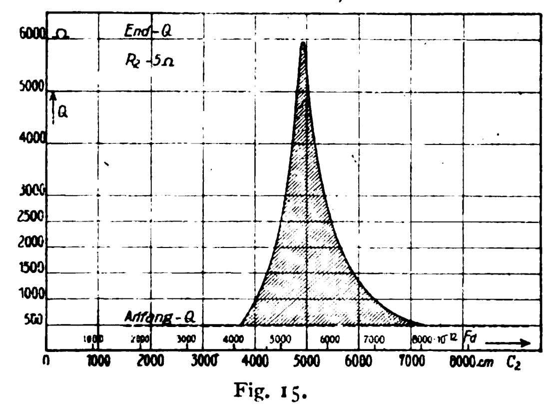


Fig. 15.

des äußeren Widerstandes muß also in erster Reihe ein Grund für das Aussetzen bei größerem C_2 sein. Es lag zunächst nahe, anzunehmen, daß dieser rapide Abfall der Impedanz nicht die primäre Ursache ist, sondern daß durch die komplexe Rückkopplung die Frequenz ein solches Zusatzglied erhält, daß das Kreisgebilde schon merklich von der Stromresonanzstelle verstimmt arbeitet. Dies ist jedoch so gut wie gar nicht der Fall. Überzeugt man sich durch eine Maximumrechnung, wie groß bei jedem C_2 die Impedanz bei geänderter Frequenz werden könnte, so findet man Maxima, d. h. Stromresonanzstellen, deren Impedanzwerte nur ganz wenig größer sind (siehe Kurve I_2, Fig. 13 A). Insbesondere zeigen die Winkel (Kurven I und I_2, Fig. 13 B), daß das Kreisgebilde hier in seiner Eigenschwingung wider Erwarten keinen scheinbaren Ohmschen Widerstand vorstellt, sondern die große Phasenverschiebung von ca. 70^0 hat. Es handelt sich hier also um keine Röhrenerscheinung, sondern um eine Eigenschaft des gekoppelten Systems an sich. Zur Verdeutlichung dieser Eigenschaft dient die Fig. 16. Sie zeigt für einen großen Wellenlängenbereich die Impedanz des gekoppelten Systems Fig. 4 ohne die Röhre, betrachtet von der Anoden- und Kathodenzuleitung aus, d. h. die sogenannte Schwungradimpedanz dem Betrage (16 A) und dem Winkel (16 B) nach. Die Kapazitäten und Selbstinduktionen sind dieselben wie in Fig. 13, jedoch ist $C_2 = 4240$ cm, d. h. gleich der Kapazität an der Aussetzstelle der Kurve I (Fig. 13). Die Kurven I (Fig. 16) gelten für den Fall: $R_1 = 0$ und $R_2 = 0$. Hier ist das Verhalten sehr übersichtlich und ganz das erwartete: An den beiden Eigenschwingungsstellen $\lambda_b = 3155$ m und $\lambda_a = 3551$ m steigt die Impedanz auf ∞ an. Für sehr

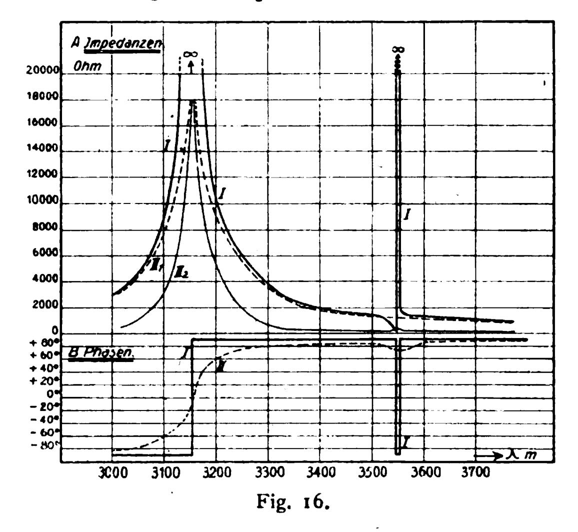


Fig. 16.

kurze Wellen muß das Gebilde eine resultierende Kapazität vorstellen, daher beträgt die Phase -90^0 bis zur ersten Eigenschwingungsstelle, wo die Phase um 180^0 springt, d. h. auf $+90^0$. Für ganz lange Wellen stellt das System notwendigerweise eine resultierende Selbstinduktion dar, die Phase muß dort also wieder $+90^0$ betragen. Da sie jedoch an der zweiten Eigenschwingungsstelle vorher wieder um 180^0 springen mußte, so kann sie diesen Wert nur durch einen dritten Sprung um 180^0 erreichen, der in der Tat zwischen den beiden Eigenschwingungsstellen bei $\lambda = 3549$ m eintritt. Daselbst ist die Impedanz gleich Null, d. h. es ist eine Serienimpedanz, die nämlich lediglich durch die Kapazität C_3 und die resultierende Selbstinduktion aus L'_2 und C_2 zustande kommt. Natürlich stellt diese Stelle keine Eigenfrequenz vor, da dieses letztgenannte System nicht zu einem Kreise geschlossen ist.

Wenn man es jedoch durch einen niedrigen negativen Widerstand schlösse, so würde in der Tat die entsprechende Eigenfrequenz auftreten.

Diese Erscheinung, sowie überhaupt die drei ausgezeichneten Werte für die Impedanz, die eben genannt wurden, stehen im Zuammenhang mit den

[17]) Daß in der Praxis leicht die genannten komplexen Rückkopplungen auftreten, zeigt die Veröffentlichung von G. Glage und H. Edler. Archiv f. Elektr. X (1921), S. 71.

drei Lösungen für $\delta = 0$ (siehe 16), sie sind ihnen zugeordnet.

Man würde nun von demselben gekoppelten System, jedoch für $R_1 = 5\,\Omega$ und $R_2 = 5\,\Omega$ ein ziemlich ähnliches Verhalten erwarten, da die Eigenwellen doch nicht sehr gedämpft werden ($\delta_a = 0{,}064$ und $\delta_b = 0{,}053$). In Wahrheit ist der Unterschied sehr groß. Die Eigenschwingungsstelle der kürzeren Welle $\lambda_b = 3155$ m zeigt noch ein starkes Maximum der Impedanz mit 18000 Ohm (Fig. 16 A II_1), während gleichzeitig ein starker Phasenwechsel (16 B II) eintritt. Die andere Eigenwelle ($\lambda_a = 3551$ m) bringt in der Impedanz kein Ansteigen mehr hervor. Im reellen Teil (16 A II_2) ist ein geringes Anwachsen erkennbar (von 162,5 Ω auf 184,5 Ω). Die Phase geht keineswegs durch Null hindurch, sondern macht nur eine unbedeutende Änderung von $\varphi = 83{,}5^0$ herab auf $\varphi = 81{,}4^0$ und wieder zurück auf $\varphi =$ ca. 86^0

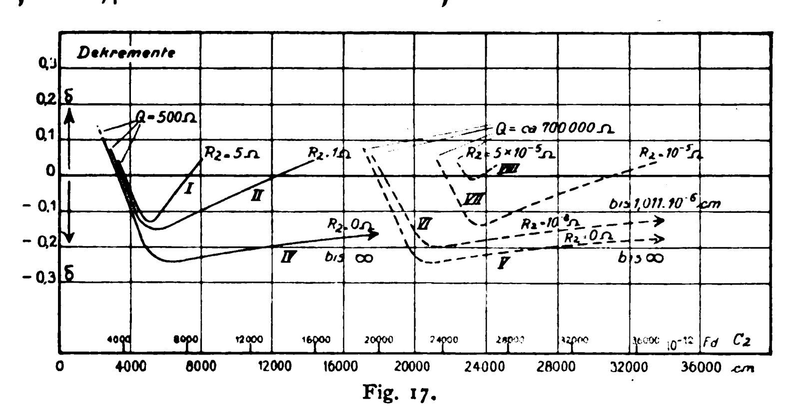


Fig. 17.

durch. Die Serienresonanzstelle ist ebenfalls ganz undeutlich. Besonders auffallend ist hier also, daß das System an seiner Eigenschwingungsstelle von $\lambda_a = 3551$ m bei einem Dekrement von $\delta_a = 0{,}064$ fast gar keine Erscheinung der Stromresonanz und einen stark selbstinduktiven Charakter zeigt bei recht geringer Impedanz. Jedoch ist diese Erscheinung qualitativ durch den wohlbekannten Satz erklärbar, daß bei einem gekoppelten System aus zwei stark verstimmten Kreisen in dem einen Kreise hauptsächlich die eine, in dem anderen hauptsächlich die andere Kopplungsschwingung auftritt, und zwar in jedem diejenige, welche seiner Einzelwelle am nächsten liegt.

Es zeigt sich also, daß die geschilderte Senkung der Impedanz ein durchaus primärer Effekt ist. Es soll untersucht werden, wie weit er sich durch Verkleinerung des Widerstandes R_2 beseitigen läßt. Die Kurven II, III und IV (Fig. 13 und Fig. 14) zeigen die Resultate, und zwar folgende Einzelheiten: Bei kleineren Werten von C_2 werden weder die Impedanzen noch die Rückkopplungen merklich verändert. Daher liegen auch die Einsetzstellen eng zusammen. Ebenso werden die (in Fig. 17 nochmals gezeichneten) Anfangsdekremente nicht wesentlich geändert. Dagegen wird die Aussetzstelle erheblich nach größerem C_2 hin verschoben. Die Rückkopplungen erhöhen sich beträchtlich, und ihre Winkel werden viel günstiger (Fig. 14, II, III, IV). Die Impedanzen werden bei den mittleren C_2-Werten höher, bei großem C_2 bringt Herabsetzung von $R_2 = 5\,\Omega$ auf $R_2 = 1\,\Omega$ (Kurve II, Fig. 13, 14 und 17) und auf $R_2 = 0{,}1\,\Omega$ (Kurven III, Fig. 13 und 14) allerdings wenig Erhöhung hervor. Immerhin wird z. B. die Aussetzstelle bei $R_2 = 1\,\Omega$ auf $C_2 = 12\,200$ cm (Fig. 17, II) verschoben. Erst bei $R_2 = 0$ würde eine auffallende Besserung aller Größen eintreten. Die Rückkopplung kann nur noch reell sein (Fig. 14, IV), die Impedanz ist trotz $R_1 = 5\,\Omega$ fast vollständig reell und zeigt eine gegen die vorigen sehr erhebliche Höhe (Fig. 13, IV). Der Aussetzpunkt ist dabei ins Unendliche gerückt, d. h. das System könnte bei noch so großem C_2 nicht wieder aussetzen. Die Dekrementskurve (Fig. 17, IV) bleibt dauernd unter der Nullinie, und zwar ist die Gleichung, die die Schnittpunkte der Nullinie mit der Dekrementskurve angibt, bei $R_2 = 0$ prinzipiell ersten Grades. Es gäbe also nur einen Schnittpunkt. In der Praxis ist man jedoch von diesem Zustande weit entfernt, denn wie die Fig. 13 zeigt, gibt ja schon $R_2 = 0{,}1\,\Omega$ eine außerordentliche Verschlechterung. Dies bedeutet, daß die Erscheinung Fig. 16 bei $R_1 = 5\,\Omega$, $R_2 = 0{,}1\,\Omega$ fast ebenso aussieht wie bei $R_1 = 5\,\Omega$, $R_2 = 5\,\Omega$, dagegen bei $R_1 = 5\,\Omega$ und $R_2 = 0$ ganz wesentlich der für die Werte $R_1 = 0$ und $R_2 = 0$ nahe kommt.

Es mag auffallen, daß die hauptsächlichen Schwingbereiche der Schaltung Fig. 1 bzw. Fig. 4 in der Nähe desjenigen Punktes experimentell gefunden werden, an dem Gitterkreis und Anodenkreis etwa miteinander übereinstimmen. Daher haben wohl manche Autoren geglaubt, von einer Resonanzerscheinung sprechen zu sollen. Dieser Ausdruck ist hier vom Standpunkte der theoretischen Erklärung des Vorganges vollständig unberechtigt. Es lassen sich leicht die elektrischen Größen so angeben, daß nur dann eine Selbsterregung mit breitem oder auch ganz schmalem Bereich eintritt, wenn der Gitterkreis um mehr als eine Oktave gegen den Anodenkreis verstimmt ist. Beispiele hierfür zeigt Fig. 17, Kurven V, VI, VII, VIII. Hier ist eine Röhre von sehr geringer Steilheit ($Q =$ ca. $700\,000\,\Omega$) angenommen. Für alle Kurven (Fig. 17) ist $C_3 = 100$ cm. Es werden dann recht kleine Werte von R_2 verlangt. Bei

$R_2 = 5 \cdot 10^{-5}\,\Omega$ würde ein ganz schmaler Erregungsbereich dann auftreten, wenn die Einzelwelle des Gitterkreises etwa das 2,15fache der des Anodenkreises beträgt. Experimentell sind diese Fälle infolge der sehr kleinen Widerstände kaum zu realisieren.

Schließlich soll eine Methode zur Messung der wirksamen Rückkopplungskapazität C_3 angegeben werden, die ja in der Praxis aus der der Elektroden, Zuleitungen usw. und eines eventuellen zugeschalteten Kondensators bestehen kann. Um auf eine einfache Methode die Kapazität von C_3 zu messen, müssen ja die übrigen Verbindungen von Kathode über Anode nach dem Gitter geöffnet werden. Je nachdem, an welchen Stellen man nun zur Messung öffnet, ergeben sich verschiedene Meßresultate für C_3. Daher ist es gut, die Kapazität an ihrer eigenen Wirkung zu messen. Eine relativ einfache Methode ist folgende: Die Schaltung Fig. 4 wird in Tätigkeit gesetzt, so daß Schwingungen entstehen. Zur Messung wird eine genau meßbare Zusatzkapazität Z zwischen Anode und Gitter gelegt, die dann parallel zu C_3 liegt. Man gibt dieser Kapazität verschiedene kleine Werte, auch den Wert Null. Bei jedem Wert wird nun C_2 derartig nachgestellt, daß das System sich jedesmal genau zur gleichen Höhe (Kreisstromstärke) aufschwingt. Dabei ist darauf zu achten, daß man bei möglichst kleinem C_2, also in der Nähe der Einsetzpunkte, einstellt und die Kreisstromstärke etwa nur auf die Hälfte der maximalen bringt, um in einem empfindlichen Bereich zu messen.

Die Auswertung der Messung ist folgende: Bei einer Einstellung in der Nähe des Einsetzpunktes ändert sich bei den genannten Einstellungen weder die Wellenlänge noch der äußere Widerstand irgendwie merklich.

Ferner wird die Rückkopplung konstant gehalten, was durch jedesmaliges Einstellen auf gleiches negatives Dekrement (gleiche Kreisstromstärke) bewirkt wird. Daher ist es nur nötig, den Rückkopplungsausdruck (45) als konstant zu setzen und die bekannten Werte in ihn einzusetzen. Die Rechnung läßt sich dadurch vereinfachen, daß R_2, was ja an dieser Stelle gänzlich ohne Einfluß ist, vernachlässigt wird. Ferner führt man die Rechnung, wenn man mit mehreren verschiedenen Werten des Zusatzkondensators Z gemessen hat, am besten graphisch aus. Der Rückkopplungsausdruck (45) unter Weglassung von R_2 als konstant gesetzt, vereinfacht sich in folgenden:

$$\frac{C_3 + Z}{C_2 - \frac{1}{\omega^2 L_2}} = \text{konst.},$$

der in einem Koordinatensystem analog dem Ausdruck

$$\frac{p + x}{y} = q$$

eingetragen wird.

Fig. 18 zeigt eine solche Messung, in der vier Werte von Z als Abszissen und die dazugehörigen von

$$C_2 - \frac{1}{\omega^2 L_2}$$

als Ordinaten eingezeichnet sind.

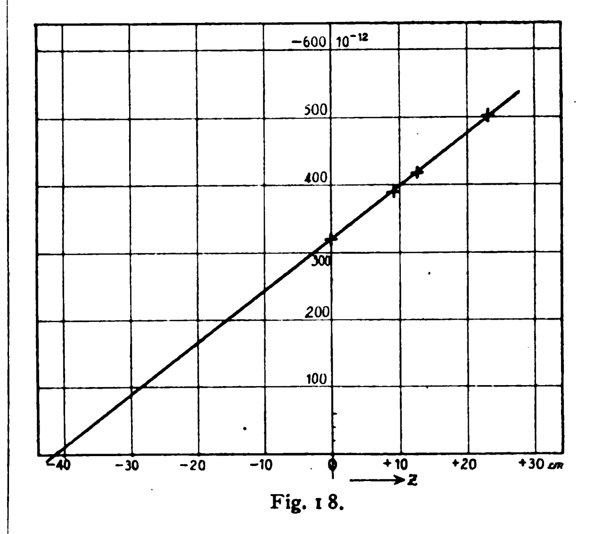


Fig. 18.

Nachstehende Tabelle enthält die Meßresultate:

L_2	Z	C_2	ω	$C_2 - \frac{1}{\omega^2 L_2}$
$0{,}455 \cdot 10^{-3}\,Hy$	0	$776 \cdot 10^{-12}\,Fd$	1410000	$-324 \cdot 10^{-12}$
$0{,}455 \cdot 10^{-3}\,Hy$	9 cm	$710 \cdot 10^{-12}\,Fd$	1410000	$-390 \cdot 10^{-12}$
$0{,}455 \cdot 10^{-3}\,Hy$	12,5 „	$682 \cdot 10^{-12}\,Fd$	1410000	$-418 \cdot 10^{-12}$
$0{,}455 \cdot 10^{-3}\,Hy$	23 „	$594 \cdot 10^{-12}\,Fd$	1410000	$-506 \cdot 10^{-12}$

Die Grade, welcher der Gleichung entspricht, ist durch die gemessenen Punkte hindurchgelegt, was mit sehr guter Genauigkeit geschehen konnte. C_3 errechnet sich dann: für $y = 0$ ist: $C_3 = -Z$, also $C_3 = 41$ cm.

Die wirksame Rückkopplungskapazität Anode-Gitter hatte also hier die Größe von 41 cm. Mit der Meßbrücke oder der normalen Wellenmessermethode (Substitution) ergab sich zwar ein ähnliches, jedoch, wie schon gesagt, nicht eindeutiges Resultat, da man je nach den Öffnungsstellen Werte zwischen 15 cm und 45 cm messen konnte.

VII. Zusammenfassung.

1. Die Schaltung zur Schwingungserzeugung mit einer Hochvakuum-Eingitterröhre nach Fig. 1, welche auf Rückkopplung vermittelst der Anoden-Gitterkapazität beruht, stellt ein gekoppeltes System mit zwei Eigenfrequenzen vor.

2. Von diesen beiden Eigenfrequenzen ist stets nur die niedrigere, d. h. die längere Welle, selbsterregungsfähig.

3. Diese Wellenlänge ist stets größer als die größere der beiden Einzelwellen. Sie kommt bei kleinerem Gitterkreis der des Anodenkreises nahe, bei größerem Gitterkreis der des Gitterkreises.

4. Das System ist „ziehend", aber nicht „springend".

5. Eine Selbsterregung kann sowohl eintreten, wenn der Gitterkreis kleiner ist als der Anodenkreis (bezgl. seiner Einzelwelle), als auch wenn er größer ist, als auch wenn beide absolut übereinstimmen.

6. Es läßt sich daher keine Reihenfolge von Kreisen im Verstärker angeben, welche die Selbsterregung durch Anoden-Gitterkapazität prinzipiell verhindert.

7. Ob die Selbsterregung nur bei kleinerem oder nur bei größerem Gitterkreis oder auch in beiden Fällen eintritt, hängt in komplizierter Weise von den Kreis- und Röhrendaten ab. In vielen Fällen, speziell bei merklicher Kopplungskapazität, liegt ein breiter Erregungsbereich zu beiden Seiten der Gleichstimmungsstelle von Anoden- und Gitterkreis, so daß der Eindruck einer Resonanzerscheinung eintreten kann. In Wahrheit hat diese Erscheinung nichts mit Resonanz zu tun; es wird an einem Beispiel gezeigt, daß der Erregungsbereich weitab von dieser Gleichstimmungsstelle liegen kann, z. B. so, daß die Einzelwellen von Gitterkreis und Anodenkreis um eine bis zwei Oktaven voneinander verschieden sind.

8. Es wird mitgeteilt, daß (bei von Null auf große Werte geänderter Gitterkreiswelle) das Einsetzen bei kleinen Werten unter normalen Betriebsbedingungen vor sich geht, das Ein- bzw. Aussetzen bei größeren Werten von ungünstigen Betriebsbedingungen, wie Überspannungen und Heißwerden, begleitet ist.

9. Letztere Erscheinung hat ihre Ursache darin, daß bei größerem Gitterkreis sowohl die Rückkopplung stark ansteigt, als auch der äußere Widerstand stark sinkt und komplex wird, d. h. daß das Kreissystem keinen scheinbaren Ohmschen Widerstand mehr bildet.

10. Gleichzeitig tritt ein Komplexwerden der Rückkopplung auf, welches an dem Aussetzen mitwirkt. Es rührt lediglich vom Widerstand des Gitterkreises her. Bei reell bleibender Rückkopplung könnte, wie rechnerisch gezeigt wird, trotz auf ∞ vergrößerter Gitterkreiskapazität prinzipiell kein Aussetzen erfolgen.

11. Es wird gezeigt, daß die komplizierten Erscheinungen von Einsetzen oder Nichteinsetzen sich durch einfache Betrachtungen über die beiden Größen: „Rückkopplung" und „äußerer Widerstand" gegenüber den beiden Röhrenkonstanten vermittelst einer komplexen Gleichung lösen lassen.

12. Es wird eine Methode zur Messung der wirksamen Rückkopplungskapazität Gitteranode angegeben.

(Eingegangen am 15 Januar 1922.)

Meteorologie und Wellentelegraphie.

Von Friedrich Herath.

§ 1. Einleitung.

Unter dem gleichen Titel sind vom Verfasser bereits zwei kleinere Abhandlungen in den Beiträgen zur Physik der freien Atmosphäre[1 u. 2]) erschienen, von denen die erste eine Übersicht über die wichtigsten Untersuchungen aus dem Grenzgebiet zwischen Meteorologie und Wellentelegraphie enthält.

Betrachtet man alle älteren Untersuchungen auf diesem Gebiete, so findet man, daß darin die luftelektrischen Störungszeichen sowie die aperiodischen Lautstärkeschwankungen, die den Funkverkehr beeinträchtigen, in Beziehung gebracht werden zu dem Gang der meteorologischen Elemente an der Empfangs- bzw. auch Sendestation. Erst in den letzten Jahren ging man dazu über, für die Luftstörungen auch die physikalischen Verhältnisse der Atmosphäre in der Höhe verantwortlich zu machen. Leider aber werden die dahin zielenden Theorien dadurch stark beeinträchtigt, daß in den meisten Fällen Annahmen über die freie Atmosphäre gemacht werden, die nur selten den tatsächlichen Verhältnissen einigermaßen entsprechen.

Es schien daher geboten, Versuche dieser Art auch am hiesigen Observatorium anzustellen, wo durch täglich mehrmalige Drachenaufstiege die physikalischen Verhältnisse der freien Atmosphäre bis 3—4000 m Höhe messend verfolgt werden und wo auch beim Höhenwetterdienst das gesamte europäische Höhenbeobachtungsmaterial gesammelt wird. Die Beobachtungen auf dem Gebiet der Funkentelegraphie können hier also sofort in Beziehung zu den rein aerologischen Messungen gebracht werden.

Die Richtigkeit vorstehenden Gedankengangs wird wohl am besten durch die inhaltsreiche Ar-

[1]) Herath, Meteorologie und Wellentelegraphie. Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre, Bd. IX, 1920, Heft 1.

[2]) Derselbe, Gleitflächen und luftelektrische Empfangsstörungen. Ergebnisse der aerologischen Tagung vom 3. bis 6. Juli 1921 im Preußischen Aeronautischen Observatorium Lindenberg. Sonderheft der Zeitschrift Beitr. zur Physik der freien Atmosphäre 1922, 56—62.

beit von S. Wiedenhoff[1]) bewiesen, der die Lautstärkeschwankungen und Luftstörungen mit dem Gang aller meteorologischen Elemente in Bodennähe einschließlich der luftelektrischen vergleicht und schließlich zum Schluß kommt, daß beide den Funkenverkehr störenden Erscheinungen durch Vorgänge in der freien Atmosphäre bedingt werden.

Im Nachstehenden soll nun eine kurze Zusammenstellung der hiesigen Untersuchungen aus dem Grenzgebiet zwischen Meteorologie und Wellentelegraphie gegeben werden. Es erscheint jedoch, um die späteren Ausführungen nicht durch eingestreute Erklärungen der modernen meteorologischen Anschauungen des öfteren unterbrechen zu müssen, zunächst erforderlich, darzustellen, wie sich nach den neueren Forschungen der Mechanismus der Witterungsvorgänge abspielt.

§ 2. Die physikalischen Vorgänge in der Atmosphäre, die das Wetter unserer Breiten bedingen.

Unsere Breiten bilden den Kampfplatz der polaren kalten mit den warmen äquatorialen Luftmassen und unser veränderliches Wetter stellt im wesentlichen die einzelnen Phasen im Wogen der Grenzfläche zwischen diesen beiden physikalisch verschiedenen Luftkörpern dar.

Nehmen wir zunächst an, diese Grenze, Polarfront genannt, würde auf weite Strecken geradlinig verlaufen, so müßte schon die kleinste klimatische Verschiedenheit benachbarter Punkte zu einer Einbuchtung der Front und damit zur Bildung einer kleinen Welle führen. V. Bjerknes[2]) hat gezeigt, daß solche Gebilde, genau wie nach der Wellentheorie zu erwarten ist, an Dimension und Fortpflanzungsgeschwindigkeit zunächst zunehmen und damit zur Bildung der als Tief- und Hochdruckgebiete allgemein bekannten Gebilde führen.

In Fig. 1 ist zunächst ein schematischer horizontaler Schnitt an der Erdoberfläche gezeichnet, der uns die Ausbuchtungen in der Polarfront (strichpunktierte Linie) und damit das Werden und Vergehen der Hoch- und Tiefdruckgebilde veranschaulichen soll.

[1]) S. Wiedenhoff, Über die Beziehungen der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen und den Vorgängen in der Atmosphäre. Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt, Bd. 9, 1921, 265—279.

[2]) V. Bjerknes, Die Atmosphäre als zirkularer Wirbel und Wellentheorie der Zyklonen und Antizyklonen. Ergebnisse der aerologischen Tagung vom 3.–6. Juli 1921 im Preußischen Aeronautischen Observatorium Lindenberg. Sonderheft der Zeitschrift Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre 1922, 1—37.

Den status nascendi stellt uns die kleine Krümmung der Polarfront bei *a* dar. Unter dem Einfluß der von Südwesten vordringenden, durch dicke Pfeile dargestellten äquatorialen Luftmassen und der vom Pol abfließenden, mit dünnen Pfeilen eingezeichneten kalten Strömung wächst die Welle rasch unter beschleunigter West-Ostbewegung an und kommt so in das Stadium *b* und *c*. Die Einzeichnung des Luftdruckfeldes ist als für die vorliegende Untersuchung völlig belanglos unterblieben. Das Zentrum der Zyklone liegt jeweils dort, wo die Buchstaben *a*, *b* und *c* eingetragen sind. Die volle Entwicklung hat der Tiefdruckwirbel im Stadium *c*, von hier ab beginnt das „Altern", der Verfall der Zyklone. Derselbe wird dadurch eingeleitet, daß die warme Zunge immer weiter nordostwärts vordringt und der Kaltluftstrom zugleich immer mehr nach Süden sich ausdehnt und verbreitert. Schließlich wird die Warmluftzunge am Erdboden völlig von Kaltluft eingeschlossen und vom Boden abgehoben, wodurch sich ihre Fortpflanzungsenergie verringert. Im weiteren Verlauf muß sie sich unter dem Anhalten der Kaltluftzufuhr immer mehr ausfüllen und somit absterben.

Systematische Untersuchungen von J. Bjerknes und H. Solberg[1]) haben nun ergeben, daß Tiefdruckgebiete, abgesehen von Sekundärbildungen, familienweise auftreten, wo dann eine Wetterkarte von genügendem Bereich die Zyklonen einer Familie in sämtlichen Entwicklungsstadien zeigt, und zwar umfaßt eine Familie im Mittel vier Glieder. Nach Vorüberzug einer Familie erfolgt ein starker Durchbruch polarer Luftmassen bis weit nach Süden.

[1]) J. Bjerknes und H. Stolberg, Meteorological conditions for the formation of Rain. Geofysiske Publikationer, Vol. II, No. 3.

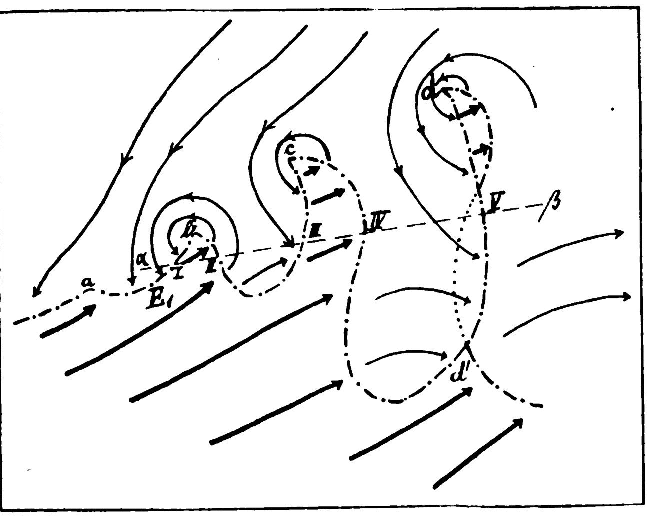


Fig. 1.

Eine weitere sehr wichtige Feststellung der bergenschen Meteorologenschule ist, daß unser Pol durchschnittlich von vier Zyklonenfamilien, die durch ebensoviele Hochdruckgebiete voneinander getrennt sind, umkreist wird und zwar liegen zwischen dem Vorüberzug jeder ersten Zyklone zweier aufeinanderfolgender Familien auf der nördlichen Halbkugel durchschnittlich 5,5 Tage.

Für die nachfolgenden Untersuchungen funktechnisch-luftelektrischer Natur interessieren aber vor allem die Zustände und Veränderungen, die durch das Passieren von Wärme- und Kältewellen in der freien Atmosphäre über einem Orte geschaffen werden.

Ich habe deshalb in Fig. 2 noch einen schematischen Vertikalschnitt durch die freie Atmosphäre bis zu etwa 5 km Höhe zur Darstellung gebracht, der etwa in der feingestrichelten Linie $\alpha\beta$ der Fig. 1 auf dem Erdboden aufsitzen möge. Es braucht wohl kaum betont zu werden, daß in dem gedrängten Raum, der mir für diese Ausführungen zur Verfügung steht, nur ein allgemeines, stark schematisiertes Bild über die Vorgänge gegeben werden kann. Insbesondere kann ich hier keineswegs auf die mannigfachen Modifikationen eingehen, die von der Jahreszeit und der dadurch bedingten veränderlichen Ein- und Ausstrahlung bewirkt werden. Es kann darauf um so eher verzichtet werden, als Herr Dr. Stüve[1], der am hiesigen Observatorium sich speziell mit diesen Untersuchungen beschäftigt, demnächst in dieser Zeitschrift selbst über seine interessanten Forschungsergebnisse berichten wird.

Fig. 2 soll, wie schon erwähnt, einen Vertikalschnitt durch die Atmosphäre längs der gestrichelten Linie $\alpha\beta$ darstellen. Sie kann aber auch als zeitliche Darstellung (Isoplethendarstellung) der Witterungserscheinungen aufgefaßt werden an einem bestimmten Punkt der Erdoberfläche, über den die Wärme- und Kältewellen so hinwegziehen, daß er — bezogen auf dieses System — sich auf der Linie $\alpha\beta$ bewegt. In der Zeichnung läuft dann die Zeitskala auf der Abszisse von rechts nach links, da diese Gebilde sich über unserem Kontinent in weit überwiegender Zahl von West nach Ost bewegen.

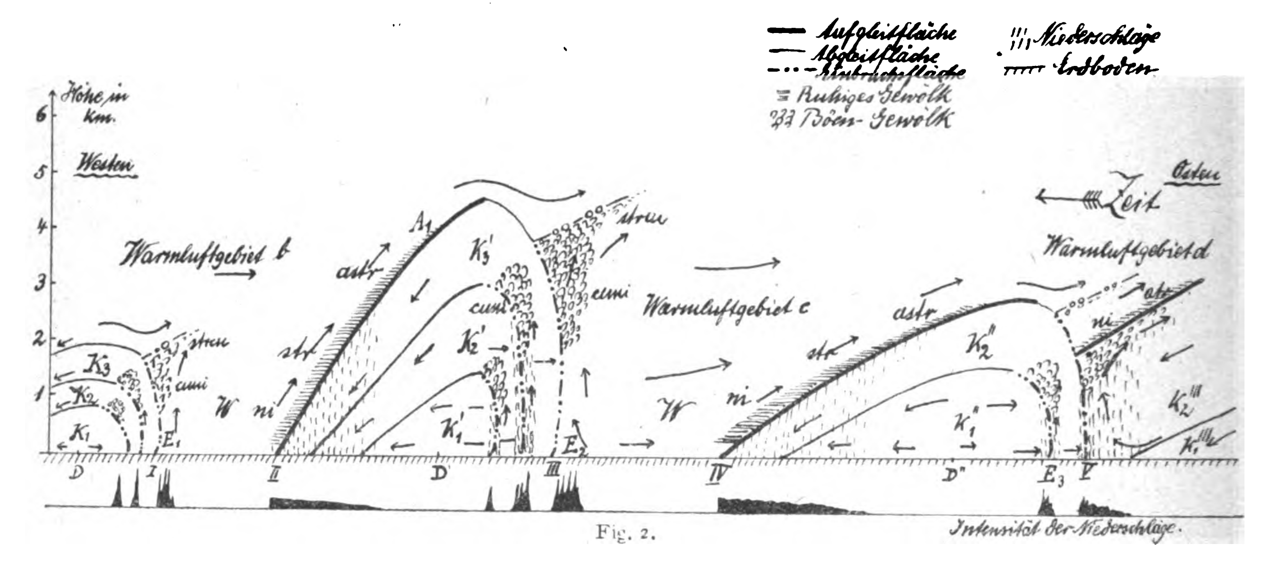


Fig. 2.

Zur leichteren Orientierung werden die charakteristischen Punkte I bis V, die beiden Figg. 1 und 2 gemeinsam sind, auch mit der gleichen Bezeichnung versehen.

Beginnen wir mit der näheren Betrachtung der Fig. 2 von links, so finden wir zunächst eingeschlossen durch A_1, II, I und E_1 die Warmluftmasse der Welle b (s. Fig. 1). Nach Osten hin wird dieselbe begrenzt durch die Fläche A_1, Aufgleitfläche genannt, weil oberhalb derselben die Warmluftmassen sich über die Kaltluft emporschieben. Die Aufwärtsbewegung, die an flacher Böschung erfolgt (im Mittel 1 : 100), bedingt Expansion und Abkühlung. Dadurch gelangen die äquatorialen Luftmassen, die durch langes Strömen über den Ozean viel Wasserdampf in sich aufgenommen haben, zur Kondensation und es entstehen die ruhigen Wolkendecken (Altostratus = astr) von großer räumlicher Erstreckung, die in 3—4 km Höhe einsetzend immer tiefer kommen und schließlich bei Beginn des Regens in Nimbus (ni) übergehen. Infolge der langsamen gleichmäßigen Aufwärtsbewegung an der Aufgleitfläche fällt auf der Vorderseite des Warmluftgebietes der Regen ruhig und gleichmäßig und man bezeichnet ihn als Landregen (s. die schematische Darstellung der Intensität der Niederschläge). Hat die Auf-

[1]) Gg. Stüve, Aerologische Untersuchungen zum Zwecke der Wetterdiagnose. Die Arbeiten des Pr. Aeron. Obs. Lindenberg, XII, 1922.

gleitfläche den Beobachtungsort passiert, so hört der Regen auf, das tiefe Gewölk verschwindet und es folgt zunächst Aufheiterung bei warmer, feuchter (ozeanischer) Luft. Leider aber erreichen Tiefdruckgebiete im Stadium *b* und *c*, also mit breitem warmen Sektor, nur äußerst selten unsere Gegenden. Meist befinden sie sich bereits im Stadium des Alterns, der Warmluftsektor am Boden ist bei ihnen also schon im Schwinden begriffen, falls er nicht schon völlig in die Höhe gedrückt ist.

Das geschieht durch die Einbruchsfläche E_1, die in steiler Front und rascherer Westostbewegung als die Aufgleitfläche auf die Warmluftmassen drückt, sie mit Macht emporpreßt (es werden nicht selten über 10 m/s Vertikalbewegung beobachtet) und sie so zur Bildung von Böenwolken bringt, aus denen der kurz andauernde aber sehr ergiebige Böenregen niederprasselt. Die Kaltluftmassen sind stets stark gestaffelt und es werden nicht selten 4—5 solcher Einbruchsflächen beobachtet. Ich habe daher auch die Kältewelle K in Fig. 2 dreifach gestaffelt gezeichnet. Übrigens zerfallen auch die Warmluftsektoren des öfteren in mehrere Schichten, doch ist hier die Staffelung im allgemeinen nicht so markant, weshalb darauf in der vorliegenden Zeichnung nicht eingegangen wurde. In Fig. 1 wurde, um zur Einführung möglichst einfache Verhältnisse zu schaffen, jegliche Staffelung sowohl der kalten wie der warmen Luft unberücksichtigt gelassen.

Die Verhältnisse im Warmluftgebiet *c* entsprechen genau denen in *b*. Es ist aber erforderlich, den „kalten Keil" K' mit seinen Staffelungen K'_1, K'_2 und K'_3 zunächst noch etwas näher zu betrachten.

Die vordere Seite einer Kältewelle wurde bereits beim ersten Kälteeinbruch K (gestaffelt in K_1, K_2 und K_3) besprochen. Es erübrigt nunmehr noch die Verhältnisse auf der Rückseite kurz zu betrachten.

Zu diesem Zwecke vergegenwärtigt man sich am besten zunächst die Windverteilung in einem langsam ziehenden Kältegebiet von großer horizontaler Erstreckung, in einer „stationären Antizyklone".

In ihrem östlichen Teil strömt die kalte Luft zunächst aus West bis Nordwest ein und ihre weiteren Staffeln folgen dann mit immer größerer Nordkomponente. Mit Annäherung an den Punkt des höchsten Luftdrucks am Boden flaut aber der nördliche Lufttransport immer mehr ab und schließlich herrscht am Beobachtungsort Windstille, die nach Passieren dieses Punktes in südliche Winde mit östlicher Komponente übergeht. Diese südöstliche bis südliche Strömung wird in Lindenberg als der Rückstrom bezeichnet und zwar deshalb, weil hier unter dem Einfluß des Luftdruckgefälles, das seinerseits durch die Verteilung der Luftmassen in der freien Atmosphäre bestimmt wird, die aus nördlichen Breiten eingeströmte Luft wieder nach Norden zurückflutet. Die Luftmassenverlagerung schreitet in den oberen Schichten schneller fort und schafft dadurch für die Luftteilchen, die sich nach dem barischen Windgesetz bewegen müssen, nahe dem Kern bzw. dem Rücken der Kältewelle veränderte Bedingungen, so daß sie ihre Bewegungsrichtung ändern und nach nördlicheren Gegenden zurückfluten. Das bedingt im Strömungsfeld eine Divergenz und die Gesamtheit all dieser Umkehrpunkte ergibt die „Divergenzlinie" eines Hochdruckgebiets, die bei stationären Hochdruckgebieten in den synoptischen Bodenwetterkarten fast ausnahmlos sehr klar zutage tritt.

Diese Divergenz existiert auch in der freien Atmosphäre, indem hier in vertikaler Richtung entsprechend dem Luftdruckgefälle dieser scharf markierte Windsprung vorhanden ist.

Der eben definierte Rückstrom ist nun in sich wieder gestaffelt und zwar werden die einzelnen Luftmassen voneinander durch „Abgleitflächen" getrennt, die, um mich eines früher geprägten Ausdrucks zu bedienen, die „blättrige Struktur der Antizyklone" im wesentlichen bedingen. Entlang diesen Flächen, die eine bedeutend geringere Neigung (etwa 1 : 1000) als die Aufgleitflächen oder gar Einbruchsflächen aufweisen, und die parallel den Flächen gleicher potentieller Temperatur verlaufen, sinken die Luftmassen der gestaffelten Kälteeinbrüche zusammen. Dementsprechend zeichnen sich diese Abgleitflächen dadurch aus, daß sich die dort vorhandene Temperaturinversion und die Abnahme der relativen Feuchtigkeit mit fortschreitendem Altern der Antizyklone vergrößert.

Diese Erscheinung erklärt sich dadurch, daß sich die ursprünglich durch die Böeneinbruchsflächen emporgepreßten und entwässerten Luftmassen beim Herabsinken erwärmen und daß hierdurch bei dem durch ihre Gipfelhöhe und Gipfeltemperatur gegebenen Wasserdampfgehalt ihre relative Feuchtigkeit stetig abnimmt.

In den meisten Fällen wandern die Kältewellen rasch über den Kontinent hinweg, so daß die eben beschriebenen Erscheinungen in der Windverteilung nicht so klar zutage treten. Zieht man dagegen in diesen Fällen von dem beobachteten Windvektor den Vektor der Bewegung des ganzen Gebildes ab, so daß man die Strömung relativ zur Kältewelle erhält, so ergibt sich das gleiche Strömungsbild wie vorstehend für die „stationäre Antizyklone" geschildert wurde.

Es erübrigt nur noch auf die Verhältnisse in der Wärmewelle *d* einzugehen. Diese unterscheidet sich von den übrigen dadurch, daß nur

ein minimaler Warmluftkörper am Erdboden selbst übrig geblieben ist. Das Altern ist schon so weit fortgeschritten, daß im allgemeinen die Einbruchslinie die Aufgleitlinie überholt hat und daß damit erstere direkt auf die abgleitenden Luftmassen K''' der vorangegangenen Kältewelle gestoßen ist. Hierbei sind je nach den Temperaturen der beiden Luftmassen die verschiedensten Möglichkeiten denkbar, auf die aber hier nicht näher eingegangen werden kann.

Dort wo unser Vertikalschnitt die Welle durchsetzt, ist die Warmluft völlig vom Boden abgehoben und die Aufgleitfläche hat sich, wie aus Fig. 2 rechts ersichtlich, schon ziemlich weit an der Einbruchsfläche emporgeschoben. Es ist auch von diesen Flächen Niederschlag zu erwarten, wenngleich in bedeutend geringerer Menge als bei Zyklonen in voller Blüte.

§ 3. Strommessungen an Drachenaufstiegen.

Um über die luftelektrischen Verhältnisse der freien Atmosphäre Überblick zu erhalten und insbesondere, um sich über die Veränderungen dieser meteorologischen Elemente mit der Wetterlage ein genaues Bild machen zu können, sind Sondierungen, wie sie etwa mit Freiballon und Flugzeug nur gelegentlich gemacht werden können, nicht ausreichend. Es wurde deshalb vom Verfasser versucht, derartige Beobachtungen mit den Fesselaufstiegen in Lindenberg zu verknüpfen. Die bei bemannten Aufstiegen gebräuchlichen Meßmethoden für das luftelektrische Potentialgefälle und die elektrische Leitfähigkeit sind hierbei jedoch nicht brauchbar, da das elektrische Feld in der Nähe von Drachengespannen, die ja an geerdeten Stahldrähten hochgelassen werden, im höchsten Maße gestört ist. Die Fesselung aus isolierendem Material herzustellen, hat ebenfalls wenig Zweck, da jeder Durchgang durch Wolken die Isolation unkontrollierbar verschlechtern und daher Messungen unmöglich machen würde.

Für die allgemeine Orientierung über die luftelektrischen Zustände und Veränderungen in der freien Atmosphäre ausreichend wurde deshalb die nachstehend beschriebene Versuchsanordnung gewählt, die vor allem den Vorteil hat, daß keine isolierenden Teile sich im Freien befinden, so daß bei jeder Witterung genügend hohe Isolation garantiert werden kann.

Im einzelnen ist die Meßanordnung wie folgt zusammengesetzt: Das Drachengespann A (Fig. 3) hängt mittels Tiegelgußstahldrahts von 0,7—1,0 mm Durchmesser an der Winde W, die auf sechs Hochspannungsisolatoren montiert ist, von diesen tragen vier als Füße das Windengerüst, während die beiden letzten die Winde seitlich versteifen, um bei rascher Umdrehung das heftige Vibrieren zu vermeiden. Die Drachen können mit ihren vielen Drahtverspannungen als Leiter angesehen werden. Von der Winde W führt leitende Verbindung über ein Zeigergalvanometer G, das zur Regulierung der Dämpfung mit einem konstanten Widerstand Ω_c in Serie liegt und über ein Telephon T (2000 Ohm) zur Erde (Wasserleitungsnetz des Observatoriums).

Ein variabler Widerstand Ω_v dient zur Veränderung der Empfindlichkeit des Galvanometers.

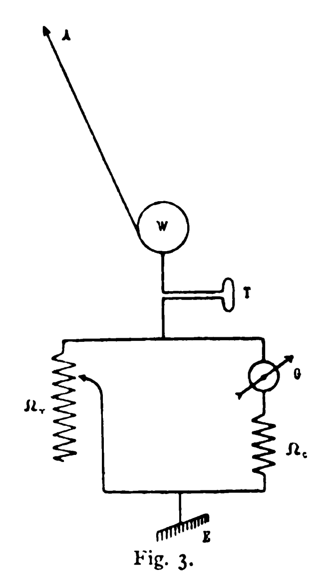


Fig. 3.

Es ist mit dieser Schaltung möglich, Ströme von der Größe $0{,}5 \cdot 10^{-6}$ bis zu mehreren Ampère zu messen. Endlich ist noch ein Kurzschlußbügel an der Winde angebracht, um gegebenenfalls Instrumente und Aufstiegspersonal vor Blitzentladungen zu schützen.

Mit dieser Meßanordnung wurden Beobachtungen während 352 Drachenaufstiegen gemacht. Bei Fesselballonaufstiegen wurde nicht beobachtet, da die Sondenwirkung bei Ballon und Drachen eine sehr verschiedene ist. Dagegen zeigten die Vorversuche, daß die Drachen mit ihren Spitzen und Stoffasern bei den hohen auftretenden Spannungen des luftelektrischen Feldes, das um ein geerdetes Fesselgespann schon bei wenigen Hundert Metern Höhe vorhanden ist, eine völlig hinreichende Sondenwirkung ausüben. Des weiteren konnte festgestellt werden, daß ebendiese Sonden- oder Kollektorwirkung bei allen benutzten Drachentypen [1]), nämlich Schirmdrachen von 10, 8 und 5 m^2 sowie Kastendrachen von 6 und 4 m^2 Tragfläche praktisch dieselbe und unabhängig von der Anzahl der Hilfsdrachen ist, so daß also alle mit Drachenaufstiegen gewonnenen Beobachtungen

[1]) Assmann, Das Kgl. Preußische aeronautische Observatorium Lindenberg. Braunschweig, Vieweg 1915.

direkt unter sich vergleichbar sind. Die systematische Bearbeitung des Materials, insbesondere die Abhängigkeit des gemessenen Stroms im Drachengespann von den verschiedenen meteorologischen Elementen geht ihrer Fertigstellung entgegen und dürfte wohl in Bälde ebenfalls im Druck erscheinen.

Hier soll auf die Ergebnisse dieser Strommessungen nur insoweit eingegangen werden, als sie für die nachfolgenden Schlußfolgerungen erforderlich sind.

Der Strombetrag ist fast ausschließlich positiv, d. h. er ist von der Luft in die Erde gerichtet. Die Stromrichtung ändert sich nur bei Böen und Gewittern und dann sprunghaft. Bei ruhigem Regen wurden ebenfalls positive Werte beobachtet. Als einzige Ausnahme sind die ergiebigen Regen der aus dem Südosten vorgedrungenen Tiefdruckwirbel zu nennen.

Versucht man nun, die Stromhöhenkurven nach ihrem allgemeinen Verlauf zu ordnen, so wird man zu zwei deutlich verschiedenen Typen geführt.

Die erste Art zeichnet sich dadurch aus, daß die Stromhöhenkurve gleichmäßige Zunahme des Stromes mit der Höhe ergibt. Derartige Strombilder werden dann erhalten, wenn der Drachenaufstieg in einer einheitlichen Luftmasse erfolgt.

Werden jedoch während der Messung von dem oberen Drachen verschieden geartete Luftmassen passiert, also eine Gleitfläche durchstoßen, so erhalten wir Stromhöhenkurven der Fig. 4. Der Stromverlauf ist zunächst ein stetiger bis etwa 1500 m Höhe. Hier, wo wir uns an der unteren Grenze einer Inversion befinden, die zwei verschieden geartete Luftkörper voneinander trennt, treten Schwankungen auf, die oft sehr beträchtliche Werte erreichen. Oberhalb dieser Trennungsschicht wird dann der Stromverlauf wieder ruhig und stetig, um beim Durchschlagen einer weiteren Grenzfläche wieder ein ähnliches Verhalten zu zeigen.

Eine Art Kombination zwischen dem ruhigen Typus I und dem Stromverlauf im Fall II zeigen Aufstiege an heißen Sommertagen mit geringer horizontaler Luftbewegung und geringer Konvektion. Dann verlaufen die Stromhöhenkurven im allgemeinen derart, daß die in der Hauptsache ruhige Kurve zuweilen von Stößen unterbrochen wird. Diese fallen, wie die gleichzeitigen Temperaturregistrierungen zeigen, mit dem Durchgang des obersten Drachens durch einen vertikalen Luftstrom zusammen. Wir haben es demnach auch in diesem Falle mit dem Passieren einer Gleitfläche und damit mit einer Kombination des Typus I und II zu tun.

Bei den Aufstiegen mit heftigen Schwankungen konnte festgestellt werden, daß mit jedem Stoß im Galvanometer gleichzeitig heftiges Rascheln und Knacken im Telefon T, das mit dem Galvanometer in Reihe geschaltet war, auftrat. Des weiteren waren diese Geräusche im Hörer des Drachengespannes gleichzeitig mit denen in den T-Antennen des Observatoriums, die der Aufnahme von Wetterfunksprüchen dienen. Daß es sich aber hierbei nicht um eine induktive Beeinflussung der T-Antennen durch die Drachenantenne handelt, geht daraus hervor, daß in den ersteren die Knack- und Raschelgeräusche nach Zahl und Stärke unverändert anhielten, auch nachdem das Drachengespann eingezogen war.

Ich glaube damit bewiesen zu haben, daß die Stromstöße im Drachenkabel und die Raschel-

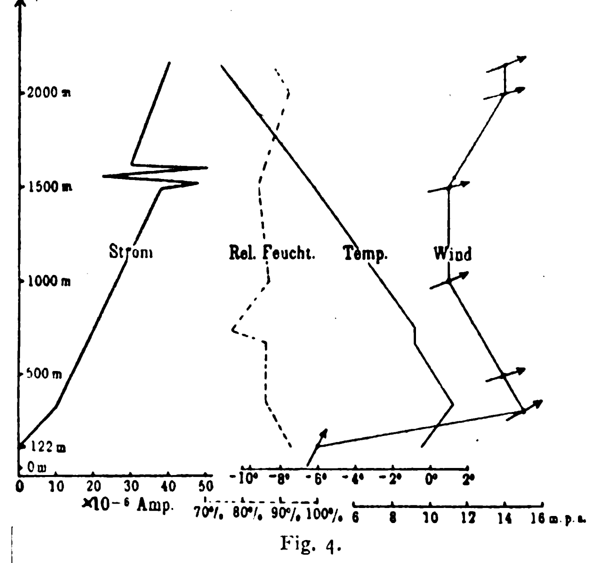


Fig. 4.

geräusche in den Funkempfängern auf die gleiche Ursache zurückzuführen sind und zwar auf irgendwelche Vorgänge luftelektrischer Natur, die in den Gleitflächen der Atmosphäre sich abspielen. Über die Entstehungsweise dieser Erscheinungen gibt die Isoplethendarstellung der Ströme und der Vergleich mit den meteorologischen Elementen Aufschluß.

§ 4. Isoplethendarstellung der im Drachengespann gemessenen Ströme.

Um den zeitlichen Verlauf eines meteorologischen Elements in der freien Atmosphäre zu verfolgen, bedient man sich der Isoplethendarstellung, indem man die durch Aufstiege gewonnenen Beobachtungen in ein Koordinatensystem, dessen Abszisse die Zeit und dessen Ordinate die Höhe oder auch den Luftdruck bildet, einträgt. Die durch Beobachtungen gewonnenen Punkte sinngemäß durch Linien verbunden, ergeben dann bei genügenden Beobachtungen ein genaues Bild vom zeitlichen Verlauf des zu untersuchenden Elementes.

Die Fig. 5 ist ein stark schematisiertes Bild für den Stromverlauf mit der Höhe, für den bereits in § 2 geschilderten Witterungstypus. Das Bild wurde insofern vereinfacht, als dabei die durch den Ausfall von Niederschlägen oft sehr bedeutenden Komplikationen weggelassen sind.

Es kann daraus vor allem ersehen werden, daß die polare Luft der Kältewellen K und K' mit wachsender Höhe bedeutend geringere Stromzunahme aufweist als äquatoriale Wärmewellen. Der gemessene Strom ist im wesentlichen ein Maß für die Spannung der Umgebung des obersten Drachens gegen Erde und es können demnach die Stromisoplethen mit gewisser Annäherung als Äquipotentialflächen angesehen werden. Damit ist. Das muß natürlich zu Ausgleichen führen und diese machen sich dann in den Funkempfängern als „Luftstörungen" bemerkbar.

Diese Vorgänge kann man etwa folgendermaßen erklären:

Betrachten wir zunächst die Aufgleitfläche. Unterhalb derselben befindet sich der Rückstrom in absteigender Bewegung, die Linien gleichen Stromes müssen sich also senken. Oberhalb dieser Fläche dagegen steigen die Luftmassen in die Höhe, sie ziehen, da sie bestrebt sind, die ihnen eigene Raumladung unverändert zu erhalten, die Linien gleichen Stromes mit sich empor. Je nach dem Grade der Versetzung der Stromwerte auf beiden Seiten der Gleitfläche müßten dem-

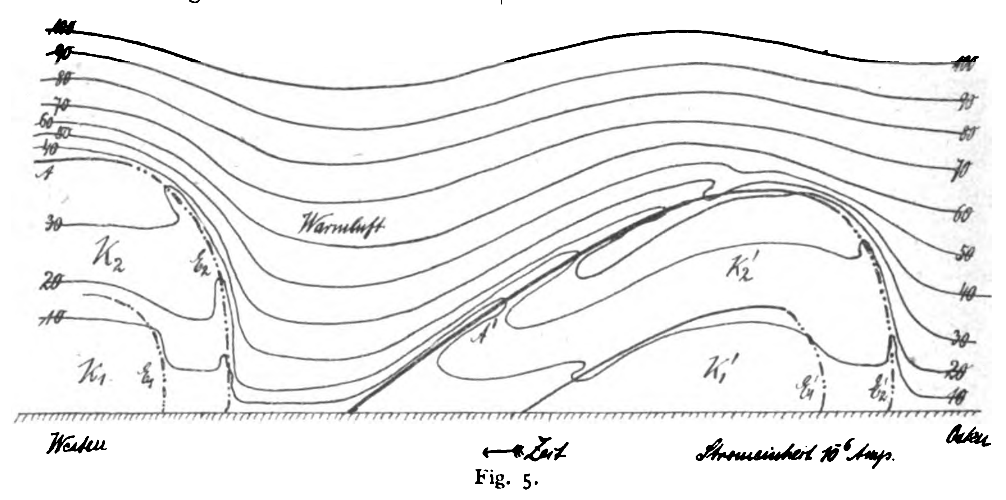


Fig. 5.

ergibt sich also, daß in Kältewellen geringeres Spannungsgefälle beobachtet wurde als in Warmluftgebieten. Das ist auch keineswegs verwunderlich, denn in der reinen polaren Luft kann der Ausgleich der Spannung durch Molisierung viel ungehinderter vor sich gehen als in feuchter äquatorialer Luft, die zudem in den untersten Schichten durch viele Fremdkörper (einschl. der Wolkenelemente) getrübt ist, wodurch die Ionenbeweglichkeit aufs heftigste gestört wird.

Des weiteren konnte festgestellt werden, daß, solange keine Gleitflächen sich in dichter Nachbarschaft befinden, die Linien gleichen Stromes mit denen gleicher potentieller Temperatur- und besonders spezifischer Feuchtigkeit parallel laufen, mit anderen Worten, die einer Luftmasse eigene Raumladung sucht sich konstant zu halten.

Sobald man sich jedoch den Gleitflächen nähert, wird der Stromverlauf ein unregelmäßiger, die Einzelmessungen gehören dann dem Typus I der Stromhöhenkurvenklassifikation an und bei Isoplethendarstellung zeigt sich, daß hier die Stromkurven sich sehr drängen, d. h. das Potentialgefälle nimmt dort sehr beträchtliche Werte an, wie auch durch Freiballonbeobachtungen bewiesen nach die Spannungsdifferenzen zwischen den ober- bzw. unterhalb gelegenen Luftmassen sich gestalten, wenn nicht die durch die physikalische Beschaffenheit der Schichten bedingten Ausgleichsvorgänge einsetzen würden.

Die Mechanik der luftelektrischen Vorgänge ist bei den Einbruchsflächen im wesentlichen die gleiche. Der hauptsächliche Unterschied besteht nur darin, daß hier das Aufsteigen der Warmluftmassen über den kalten, sich unterpflügenden Luftkeil bedeutend rascher erfolgt. Hier ist also nicht wie bei den Aufgleitflächen Zeit zum allmählichen Ausgleich der Raumladungen unmittelbar benachbarter Luftmassen gegeben, es bilden sich vielmehr in den Einbruchsflächen Spannungsdifferenzen von sehr beträchtlichen Werten aus, die bald zu heftigen Entladungen führen und die in ihrer vollendetsten Ausbildung in den Blitzen der Frontgewitter uns sichtbar werden.

§ 5. Einteilung und Entstehung der Luftstörungen beim Funkempfang.

Nach den bisherigen Untersuchungen lassen sich die luftelektrischen Störungen etwa folgendermaßen einteilen:

1. Kurze, markante Schläge bzw. Knackgeräusche sind auf nahe oder mäßig entfernte Blitzentladungen zurückzuführen. Sie sind, da sie durch elektromagnetische Schwingungen erzeugt sind, richtungsempfindlich. Derartige Luftstörungen beeinträchtigen, sofern der Gewitterherd nicht sehr nahe liegt und die Wellen von der Gegenstation nicht mit sehr geringer Energie ankommen, die Aufnahme verhältnismäßig wenig.

Interessant sind die Untersuchungsergebnisse von L. W. Austin[1]) beim drahtlosen Marinelaboratorium des Bureaus of Standards der Vereinigten Staaten, die den Zweck hatten, einen möglichst störungsfreien Empfang der europäischen Großstation vorzubereiten. Von den vier hierfür errichteten Versuchsanlagen, die mehr oder weniger starke Richtwirkung zeigten und sämtlich nahe der atlantischen Küste gelegen waren, befanden sich drei zwischen New York und Washington, während die vierte bei Bar Harbour im Norden der Vereinigten Staaten errichtet war. Es zeigte sich nun, „daß die schweren Nachmittags- und Nachtstörungen im Sommer im allgemeinen aus dem Südwesten herzukommen scheinen, während die leichteren Störungen am Vormittag und diejenigen in der kühleren Jahreszeit gleichmäßiger über die ganze Windrose verteilt zu sein scheinen". Es war zu vermuten, daß man es hier mit Störungen zu tun hat, die von der Sonneneinstrahlung abhängig sind. Daß dem so ist, beweist die Karte der Verteilung der Gewittertage in den Vereinigten Staaten[2]); denn wir finden dort die Zentren der maximalen Gewitterhäufigkeit im Südwesten der Austinschen Funkempfangsanlagen und es nimmt nicht Wunder, daß auch von dort her bei dem für Europaempfang erforderlichen hohen Verstärkungsgrad im Sommer die meisten Störungen gehört wurden. Wenn aber im Winter für die Mittelwerte keine Richtung ausgezeichnet war, so erklärt sich dies dadurch, daß dann die Gewittertätigkeit im Vergleich zu den übrigen störungserzeugenden Faktoren minimal ist und die Tiefdruckwirbel der winterlichen Jahreszeit mit ihren Gleitflächen bald südlich, bald nördlich der Funkempfänger vorbeizogen, so daß im Mittel keine Richtung besonders bevorzugt erscheinen konnte.

Man kann nun umgekehrt sich die Aufgabe stellen, in Deutschland den Platz für den Empfang der nordamerikanischen Großsendestationen zu suchen, bei dem die geringste Zahl von Gewitterstörungen zu erwarten ist, und hierzu als Grundlage die Karte der Gewitterhäufigkeit in Deutschland benutzen. Diese zeigt eindeutig auf die Deutschen Küsten und zwar finden sich hier besonders zwei Gebiete mit im Mittel weniger als 10 Gewittertagen im Jahr, nämlich der nördliche Teil der Provinz Schleswig-Holstein einschließlich der vorgelagerten Inseln im Westen und Samland im Osten. Es ist vielleicht noch zu erwähnen, daß in Deutschland insofern günstige Verhältnisse vorliegen, als bei der Anlage einer gerichteten Amerikaempfangsstation im Nordwesten sowohl in westlicher wie in östlicher Richtung mit einem Minimum an Gewitterstörungen zu rechnen ist.

2. Ein lautes Brodeln, daß etwa dem Fallen von Tropfen auf eine Blechplatte vergleichbar ist, wird im Empfangstelephon schon bei geringer Verstärkung vernommen, wenn elektrisch hoch geladene Niederschläge (Böenregen, Hagel, Graupeln oder Schnee) in unmittelbarer Umgebung der Antenne und auf diese selbst niederfallen. Diese Geräusche werden einerseits von Induktionswirkungen hochgeladener Niederschlagsteilchen auf die unmittelbar benachbarte Antenne, andererseits bei direktem Kontakt durch ihre zur Erde abfließende Ladung hervorgerufen; denn P. Gschwend[1]) hat durch Bestimmung der elektrischen Ladung einzelner Niederschlagsteilchen festgestellt, daß bei Böenniederschlag Tropfenladungen bis zu 300 Volt und darüber vorkommen. Trotz der großen Kapazitätsunterschiede zwischen Tropfen und Antenne sind die beim Kontakt ausgelösten Ströme noch stark genug, um bei mäßiger Verstärkung nicht nur gehört zu werden, sondern sogar den Funkempfang wesentlich zu beeinträchtigen.

3. Beständiges Zischen wird beim Empfang in unseren Breiten relativ selten beobachtet und zwar nur dann, wenn über hohe Antennen stark elektrische Wolken hinwegziehen. Daß es sich hier um physischen Kontakt des Luftleiters mit geladenen Teilchen bzw. um Büschelentladungen handelt, geht aus den Untersuchungen von C. De Groot[2]) im ostindischen Archipel hervor. Ich habe derartige Beobachtungen an den beiden *T*-Antennen des hiesigen Observatoriums bisher nicht machen können, dagegen mehrmals an etwa 300 m hohen Drachen, wenn tiefes Böengewölk vorüberzog. Desgleichen ist diese Glimmentladung eine sozusagen alltägliche Erscheinung in den Luftleitern von exponiert gelegenen Bergstationen, z. B. auf dem Zugspitzenobservatorium.

4. Die beim Empfang im Wellenbereich von 1000—8000 m für Lindenberg häufigste Art der Luftstörungen sind die Raschelgeräusche, die,

---

[1]) L. W. Austin, Das Verhältnis zwischen atmosphärischen Störungen und der Wellenlänge beim drahtlosen Empfang. Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie **17** (1921), 402. — Die Verringerung der atmosphärischen Störungen bei drahtlosem Empfang. Ebenda **17** (1921), 410.

[2]) Henry, Climatology of the United States, Washington 1906. Tafel XXVIII.

[1]) P. Gschwend, Jahrbuch der Radioakt. u. Elektronik **17** (1920), S. 62—73.

[2]) C. J. De Groot, Über das Wesen und die Ausschaltung von Störungen. Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie **12** (1918), S. 532.

wie C. De Groot (l. c.) sehr zutreffend schreibt, dem Abbröckeln von Mauerwerk ähnlich sind. Ein einziges solches Individium kann zuweilen mehrere Sekunden lang andauern und jeglichen Funkempfang unmöglich machen. Die Bedingungen für ihr Auftreten sind bereits in den vorstehenden Paragraphen eingehend besprochen worden, so daß ich hier nur nochmals zusammenzufassen habe: Sie werden hervorgerufen durch die an Aufgleit- und Einbruchsflächen stattfindenden Ausgleichsvorgänge, erreichen aber ihr Maximum nach Stärke und Zahl dann, wenn derartige Schichtungen direkt über dem Empfangsluftleiter in der freien Atmosphäre vorhanden sind.

Unter diese Kategorie fallen auch die besonders in den Tropen so lästigen Geräusche bei starker Sonneneinstrahlung und der dadurch bedingten heftigen Konvektion. In diesem Falle liegen dann die Verhältnisse desjenigen Typus der Drachenstromkurve vor, den ich in § 3 als Kombinationstypus bezeichnet habe.

Störungen dieser Art treten in unseren Breiten besonders in der heißen Jahreszeit auf, wenn starke Sonneneinstrahlung kräftige Konvektion bis in große Höhen in Gang gebracht hat. Es kann dabei der Himmel zunächst absolut wolkenlos sein. Trotzdem sind die Störungen oft so stark, daß sie jeglichen Funkverkehr auch bei relativ hoher Lautstärke der aufzunehmenden Station lahmlegen.

Ausgelöst werden diese Störungen durch Spannungsaustauch zwischen den überhitzten, rasch aufsteigenden Luftballen und ihrer Umgebung.

Abgesehen von der mit der Entfernung von den Küsten zunehmenden Gewittertätigkeit dürfte hierauf auch die Beobachtungstatsache zurückzuführen sein, daß an einer Station umsomehr Störungszeichen beobachtet werden, je kontinentaler sie liegt. S. Wiedenhoff[1]) geht in seiner schon erwähnten Abhandlung ebenfalls auf diese Art von „Sonnenstörungen", wenn ich sie so nennen darf, ein und gelangt zu der gleichen Erklärung.

Daß die Raschelgeräusche in den Tropen viel häufiger auftreten als in gemäßigten Breiten läßt keinesfalls verwundern. Dort ist die Vertikalbewegung infolge der bedeutend intensiveren Sonneneinstrahlung viel heftiger und erstreckt sich, wenn ich mich an mündliche Mitteilungen des Direktors des Meteorologischen Observatoriums in Batavia, Herrn van Bemmelen, recht erinnere, bis über 15 km Höhe. Eine so heftige vertikale Durchmischung der Atmosphäre, durch die Insolation tagsüber in Gang gebracht, wird in großen Höhen erst in später Nacht abebben und es wird dadurch zwanglos die Beobachtung von C. De Groot erklärt, daß die Zahl des Raschelgeräusche im ostindischen Archipel eine Funktion der Jahreszeit ist und daß diese im Verlaufe eines Tages am lästigsten nachmittags und nachts sind.

[1]) S. Wiedenhoff, l. c.

Es erübrigt nun zunächst noch die Frage zu beantworten, ob die Beeinflussung der Empfangsluftleiter durch die Ausgleichsvorgänge in den Gleitflächen elektromagnetischer Natur ist oder ob hier nur Schwankungen des elektrostatischen Feldes der Atmosphäre im engeren Sinne in Betracht kommen. Ich glaube, mich für den ersteren Fall entschließen zu müssen. Obwohl nämlich meines Wissens die Richtungsempfindlichkeit dieser Art von Störungen noch nicht völlig bewiesen ist, scheinen mir doch die Ergebnisse der jüngst erschienenen Abhandlung von Bäumler[1]) dafür zu sprechen. Darin wurde gezeigt, daß der weitüberwiegende Teil der in Strelitz beobachteten Störungen gleichzeitig und meist auch mit gleicher Intensität in Berlin vorhanden war, was entschieden für die elektromagnetische Natur der Raschelgeräusche spricht. Dies schließt aber keineswegs aus, daß zuweilen und gerade dann, wenn die Luftstörungen am stärksten sind, auch rasche Schwankungen des luftelektrischen Potentialgefälles am Erdboden beobachtet werden können [G. Lutze[2]) und M. Dieckmann[3])]. Das wird in den Fällen eintreten, wo die Ausgleichsvorgänge direkt oberhalb des Empfangsluftleiters erfolgen.

Auch dürfte wohl nur ein gradueller Unterschied zwischen den durch Blitzentladungen geschaffenen Kurzschlüssen im elektrostatischen Feld und den anderen langsameren Ausgleichsvorgängen an den Gleitflächen bestehen.

Faßt man die vorstehenden Ausführungen über Luftstörungen zusammen, so kann man gewissermaßen die Bedingungen für einen „idealen" Empfangsplatz bezüglich der Luftstörungen aufstellen, die etwa lauten müßten:

1. Möglichst fern von Gewitterherden,
2. in niederschlagsarmer Gegend,
3. in möglichst geringer Seehöhe und
4. fern von Kontinenten, die ungleichmäßige Erwärmung der Luftmassen und damit heftige Konvektionsströme hervorrufen.

Diese Bedingungen sind aber nur auf dem weiten Ozean und auch dort nur an wenigen Orten einigermaßen erfüllt.

§ 6. Gleitflächen und Lautstärke beim Funkverkehr.

Die schon mehrfach aufgeführte Abhandlung von S. Wiedenhoff[4]) enthält eine tabellarische

[1]) Bäumler, Über das gleichzeitige Auftreten atmosphärischer Störungen. Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt, Band 19, Heft 2, 1922.

[2]) G. Lutze, Jahrb. d. drahtl. Tel. 8 (1914), S. 366.

[3]) M. Dieckmann, Jahrb. d. drahtl. Tel. 7 (1913), S. 589.

[4]) S. Wiedenhoff, l. c.

Zusammenstellung von Lautstärkemessungen. Diese Beobachtungen, die mit einer im Telegraphentechnischen Reichsamt ausgearbeiteten Methode gewonnen wurden, erstrecken sich über die Zeit vom 13. Dezember 1920 bis 31. März 1921 und zwar wurden in Strelitz (Alt) die Lautstärken der Großfunkstationen Rom, Stavanger, Carnavon, Lyon, Eilvese, Nauen und Marion messend verfolgt. Um die für die einzelnen Stationen gefundenen Zahlen unter sich vergleichbar zu machen und in Beziehung mit den jeweiligen Zuständen in der freien Atmosphäre bringen zu können, wurde folgendermaßen verfahren:

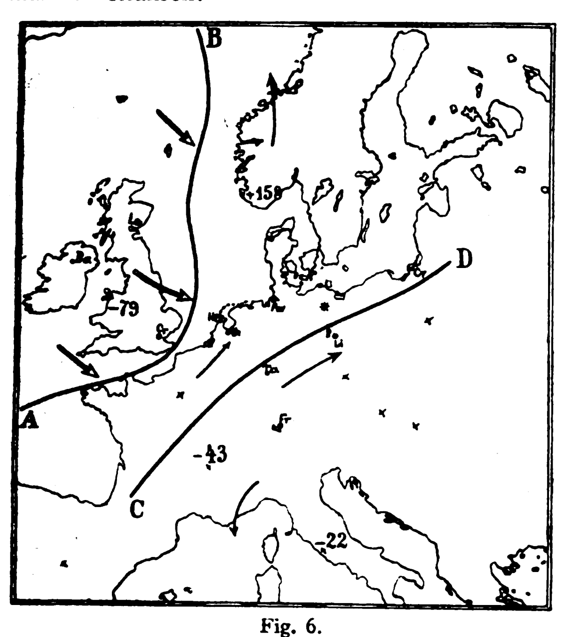


Fig. 6.

Die Stationen Eilvese und Nauen wurden als im Verhältnis zu ihrer Sendeenergie zu nahe an der Empfangsanlage gelegen ausgeschieden; desgleichen Marion, da die Wetterlage in der Beobachtungszeit über dem Ozean nicht bekannt ist.

Die Beobachtungen der Lautstärke der übrigen Stationen wurden monatweise gemittelt und für jeden Tag die Abweichung in Prozenten dieses Wertes gebildet. Die so erhaltenen Zahlen wurden nun in die Wetterkarten des betreffenden Tages eingetragen.

Ich möchte nachstehend drei besonders markante Beispiele anführen.

Den einfachsten Fall bildet der 22. Dezember 1920 (Fig. 6). Die Lautstärkemessungen ergaben:

Carnavon $-79\,^0/_0$, Stavanger $+158\,^0/_0$,
Lyon $-43\,^0/_0$ und Rom $-22\,^0/_0$.

Die Wetterlage über Europa wird durch 2 Flächen charakterisiert; der kalte Hochdruckkörper über Mitteleuropa ist durch eine in *CD* auf dem Boden aufsitzende, nach Südosten ansteigende Fläche gestaffelt. Der sowohl oberhalb wie unterhalb dieser Fläche fließende Rückstrom ist nach Nordwesten hin am Boden durch die Linie *AB* begrenzt. Westlich dieser Linie strömt Warmluft aus West bis Nordwest gegen den Kontinent heran und gleitet, bei der Linie *AB* den Boden verlassend, auf einer ostwärts sanft ansteigenden Fläche über den Kaltluftrückstrom in die Höhe.

Ergebnis: Alle Stationen, die vom Empfänger in Strelitz durch eine Gleitfläche getrennt sind, werden mit Lautstärken unter dem Mittelwert ge-

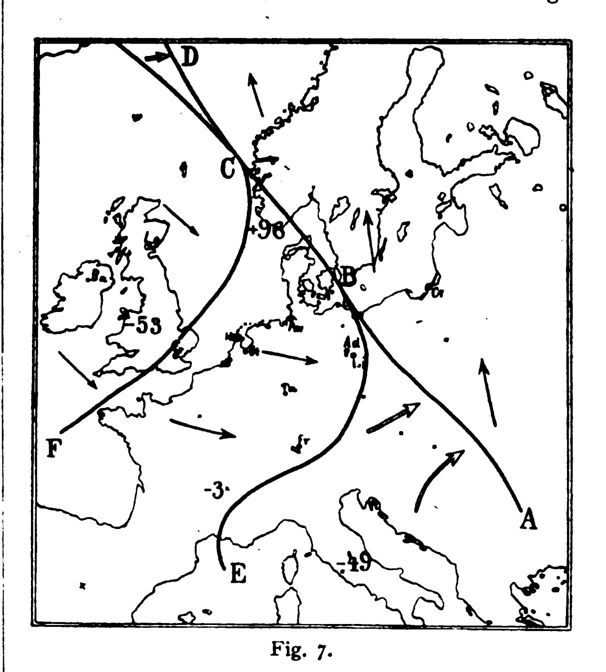


Fig. 7.

messen. Stavanger dagegen, das mit Strelitz in einem Luftkörper, nämlich dem Rückstrom, liegt und über dem ferner in geringer Höhe die Aufgleitfläche der Warmluft ostwärts ansteigt, liegt um $158\,^0/_0$ über dem Dezembermittel.

Eine andere Wetterlage zeigt der 11. Januar 1921 (Fig 7): Östlich der Linie *ABCD* Rückstrom aus südlichen Richtungen, darüber nach Osten ansteigend eine Aufgleitfläche warmer Luft, die aber von *B* bis *C* schon vom Boden abgehoben ist. Warmluftgebiete, in der Figur durch doppelte Windpfeile charakterisiert, finden wir bis zum Boden reichend nur im Nordatlantik und über Mitteleuropa eingegrenzt durch die Linien *AB* und *BE*. Nordwestlich letztgenannter Linie bricht Kaltluft ein und zwar strömt sie über dem Kontinent aus West, nördlich der Staffel *CF* aus Nordwest.

Die Lautstärkemessungen dieses Tages führen zum gleichen Ergebnis wie das erste Beispiel:

Rom mit $-49\,^0/_0$ und Carnavon mit $-53\,^0/_0$ werden von Strelitz durch die Einbruchsflächen

über BE und CF getrennt. Stavanger liegt mit Strelitz in der ersten Kaltluftstaffel und zeigt demzufolge den hohen Wert $+ 96\,\%$. Die etwas zu geringe Lautstärke von $- 3\,\%$, mit der Lyon aufgenommen wurde, glaube ich auf sekundäre Böenbildungen an den Deutschen Mittelgebirgen zurückführen zu müssen.

Als letztes Beispiel sei hier der 27. Januar 1921 (Fig. 8) besprochen:

Ein schmaler Warmluftsektor zieht sich am Boden von der Adria bis zur Ostsee, im Osten begrenzt durch die Linie AB, jenseits welcher

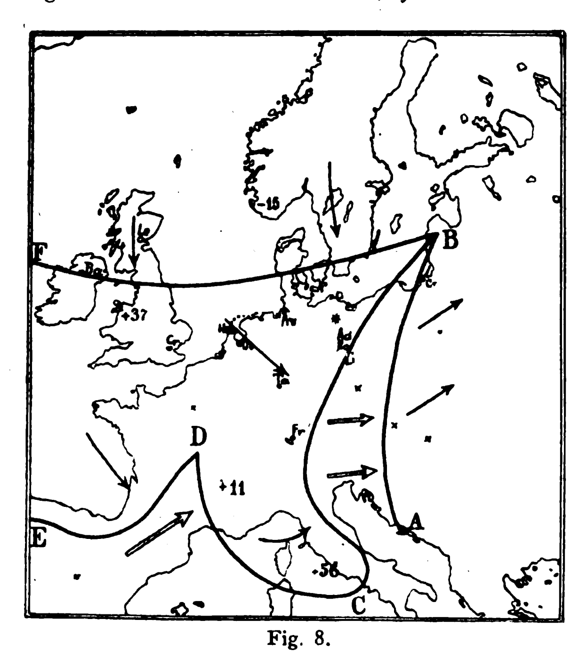


Fig. 8.

Kaltluftmassen nach Nordosten zurückströmen und über denen wieder die Warmluftmassen ostwärts ansteigen. Die Polarfront verläuft weiter in der Linie $BCDE$, wo wir bei D durch Eindrücken der Einbruchslinie eine sekundäre Wellenbildung sehen. Endlich findet sich bei BF eine Staffelung der Polarluft und damit eine zweite Einbruchsfläche.

Die Lautstärkemessungen ergaben folgende prozentualen Abweichungen vom Januarmittel jeder Station:

Rom $+ 56\,\%$, Lyon $+ 11\,\%$, Carnavon $+ 37\,\%$, Stavanger $- 15\,\%$.

Mit Ausnahme des letztgenannten Senders liegen alle Stationen zusammen mit dem Strelitzer Empfänger in der ersten Kaltluftstaffel, wobei der hohe Wert von Rom wohl auch auf eine begünstigende Einwirkung der von CD ostwärts ansteigenden Aufgleitfläche hindeutet. Der zu niedrige Wert von Stavanger wird durch die Einbruchsfläche bei der Staffel BF erklärt.

Diese Beispiele könnten beliebig vermehrt werden, ich muß mich aber aus Mangel an Raum damit begnügen.

Das Ergebnis dieser Untersuchung läßt sich zunächst wie folgt zusammenfassen:

1. Unstetigkeitsflächen in der Atmosphäre beeinflussen die Reichweite der Funksender.

2. Derartige Flächen vermindern die Lautstärke, wenn sie zwischen Sender und Empfänger liegen.

3. Sie scheinen die aufgenommene Energie zu vermehren, sofern sie über dem Sender verlaufen, jedoch so, daß sie nicht den Boden zwischen Sender und Empfänger schneiden.

Als Spezialfall gehört hierher auch die die Lautstärke vermindernde schlierendurchsetzte Atmosphäre bei Wetterlagen mit starker Insolation (Periodische Reichweiteschwankungen, Unterschied zwischen Tag- und Nachtempfang).

Nach Vorstehendem ist zunächst der Beweis erbracht, daß die Lautstärke im Funkverkehr durch die Lage der Gleitflächen unserer Atmosphäre erheblich beeinflußt wird.

Doch steht die Frage nach dem wie noch offen.

Man könnte nach dem meteorologisch-optischen Analogon zunächst an einen Einfluß des Temperatur- bzw. Dichtesprungs, der in den Gleitflächen vorhanden ist, denken.

Oder man könnte eine „Vorhangwirkung“ annehmen; denn in den Gleitflächen findet immer eine Anhäufung von Fremdkörpern statt. Die Abgleitflächen sind dem Flieger durch ihre oft nur schwer durchsichtigen Dunstschichten verhaßt und die Aufgleitflächen sind wie wir eingangs gesehen haben, die Wolkenniveaus. Auch ausgedehnte Regengebiete könnten, da dort die Luft ein inhomogenes Medium ist, störend wirken.

Bedeutend wichtiger scheint mir für die Fortpflanzung der elektromagnetischen Wellen jedoch der in den Gleitflächen vorhandene Sprung in der elektrischen Leitfähigkeit der aneinander grenzenden Luftmassen zu sein, wodurch die Flächen einerseits und die Erdoberfläche andererseits, um mich mit den Worten Ullers[1]) und Wiedenhoffs[2]) auszudrücken, zu Hüll- oder Führungsflächen werden.

Ich möchte nicht verabsäumen, auch an dieser Stelle dem Direktor des Observatoriums Lindenberg, Herrn Geheimen Regierungsrat Professor Dr. Hergesell, für das rege Interesse und die tatkräftige Unterstützung, die er meinen Untersuchungen zuteil werden ließ, zu danken. Zu größtem Danke bin ich auch verpflichtet der Not-

[1]) Uller, Die elektromagnetische Zweimittelplanwelle, Jahrb. d. drahtl. Tel. **15** (1920), S. 2.

[2]) S. Wiedenhoff, l. c.

gemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Telefunken). Beide ermöglichten erst durch Stellung von Material und Instrumenten die Messungen.

Zusammenfassung.

1. Zweck der Untersuchung ist, dem Funkpraktiker zu zeigen, daß zu Untersuchungen über die Ursachen der Luftstörungen und Reichweiteschwankungen genaues Studium der physikalischen Zustände und Veränderungen in der Atmosphäre erforderlich ist und zwar haben die vorliegenden Beobachtungen gezeigt, daß hier weniger die Bodenmeteorologie als die Aerologie in Betracht kommt.

2. Deshalb wurde im § 2 eine kurze Übersicht über den Mechanismus der physikalischen Vorgänge gegeben, die das Wetter unserer Breiten bestimmen.

3. Strommessungen an Drachengespannen haben ergeben, daß als Ursache für die Luftstörungen zum überwiegenden Teil Spannungsausgleiche im elektrischen Feld der freien Atmosphäre verantwortlich zu machen sind, die ihrerseits elektromagnetische Fernwirkung besitzen. Infolge der an Aufgleit- und Einbruchsflächen auftretenden hohen Werte des Potentialgefälles und elektrostatischer Ausgleichsvorgänge sind dort die Entstehungsherde für die meisten Luftstörungen zu suchen. Durch diese Erklärung werden sowohl die periodischen wie aperiodischen Luftstörungen erfaßt. Ausgenommen sind lediglich die Störungen, die durch physischen Kontakt hochgeladener Teilchen mit den Luftleitern der Empfangsanlage ausgelöst werden, die im Gegensatz zu den elektromagnetisch übertragenen Störungszeichen keine Richtwirkung zeigen.

4. Auch die Reichweiteschwankungen sind im wesentlichen, wie an der Hand von Messungen gezeigt wird, auf die Einwirkung der Gleitflächen in der Atmosphäre zurückzuführen; derartige Flächen vermindern die Lautstärke, wenn sie zwischen Sender und Empfänger liegen, sie scheinen die aufgenommene Energie zu vergrößern, sofern sie über dem Sender verlaufen ohne den Boden zwischen Sender und Empfänger zu berühren.

Preuß. Aeronautisches Observatorium
Lindenberg, Kr. Beeskow.

(Eingegangen am 22. November 1922.)

Zuschriften an die Schriftleitung.

Betrieb von Funkeninduktoren durch Kondensatorentladungen.

Von Joh. Härdén.

In der Zeitschrift für technische Physik, Heft 6, 1922, S. 214, hat Herr H. Starke eine Methode zum Betrieb von Funkeninduktoren durch Kondensatorentladungen beschrieben, was mich veranlaßt Folgendes mitzuteilen.

Die fragliche Methode fiel mir nämlich vor einigen Jahren als aussichtsreich ein; ein erster Versuchsapparat wurde im Jahre 1918 angefertigt. Es wurde indessen darauf verzichtet, das Resultat zu veröffentlichen, bis ich die Gelegenheit hatte, die Einzelheiten weiter zu verfolgen. Inzwischen sind aber einige weitere Apparate auf demselben Prinzip von mir gebaut und geprüft worden.

Der erste Apparat enthielt einen Induktor, der normal bei 6 Volt, mit Hammerunterbrecher, eine maximale Funkenlänge von etwa 12 mm hervorbrachte; der Stromverbrauch war dabei rund 2 Amp.

Betrieben wurde alsdann dieser Induktor mit fünf Kondensatoren von je 2 Mikrofarad (gewöhnliche Papierkondensatoren, Telephontype), die durch einen rotierenden Umschalter abwechselnd mit 220 Volt Gleichstrom geladen und durch den Induktor entladen wurden. Durch besondere Versuche wurde die richtige primäre Windungszahl des Induktors ermittelt, welche die maximale Funkenlänge ergab. Diese Funkengrenze konnte bis 22 mm gesteigert werden, und zwar wurde die Grenze nur dadurch gesetzt, daß Überschläge an den Enden der Spule stattfanden. Die Funken waren bedeutend stärker und heller als zuvor. Der Stromverbrauch war, einschließlich des den Umschalter treibenden Motors, 0,23 Amp., wovon der Motor etwa 0,17 Amp. verbrauchte.

Da die Zeitdauer für die Entladung der Kondensatoren kürzer ist als die Ladezeit, waren die Segmente des Umschalters so bemessen, daß das Ladesegment $^1/_3$, das Entladesegment $^2/_3$ des Umfanges der Umschaltetrommel umfaßte. Der Umschalter machte ca. 1000 Umdrehungen in der Minute. Es ergab sich dabei ein sehr stetiger Funkenstrom von großer Regelmäßigkeit.

Als nächster Schritt wurde ein größerer Apparat gebaut, bestehend aus 100 Kondensatoren von je 2 Mikrofarad und einem zweckmäßig abgeänderten Funkentransformator von normal 7,5 cm Funkenlänge.

Ein rotierender Umschalter, ähnlich wie zuvor, wurde zunächst vorgesehen; die Kontakte wurden aber in kurzer Zeit zerstört. Statt dessen wurde dann eine andere Konstruktion geprüft, bestehend aus in Quecksilber auf- und niedertauchenden Metallstiften. Diese Anordnung hat sich etwas

besser bewährt, war aber nicht ganz zufriedenstellend. Die Funken sind zwar sehr kräftig und regelmäßig und würden sich wahrscheinlich recht gut etwa zum Zerstäuben von Metallen für spektroskopische Zwecke eignen; der Stromverbrauch ist niedrig, etwa 1,25 Amp. bei 220 Volt Primärstrom. Jedoch ist anzunehmen, daß der Umschalter bei Dauerbetrieb kaum haltbar sein wird.

Soll der Apparat für größere Leistungen gebaut werden, wie es etwa die heutige Röntgentechnik fordert, dürfte eben das Umschalteorgan erhebliche Schwierigkeiten bieten. Zwar vermeidet man völlig den bei gewöhnlichen Unterbrechern so zerstörend wirkenden Unterbrechungsfunken, weil ja eben keine Unterbrechung des Stromes stattfindet; statt dessen tritt aber der Ladefunken um so mehr in den Vordergrund. Um nämlich eine sichere Aufladung der Kondensatoren zu sichern, muß die Ladespannung recht hoch sein, mindestens 220 Volt, was auch um so mehr notwendig ist, da sonst die Anzahl der Kondensatoren zu groß würde. Diese Ladespannung aber bewirkt eben den erwähnten Übelstand, und zwar in folgender Weise: Sobald der Ladekontakt des Umschalters sich der Kontaktbürste genügend genähert hat, um einen Übergang der Ladespannung zu ermöglichen, ohne jedoch völligen Kontakt zu machen, geht fast der ganze Ladestrom über zum Kondensator und verursacht dabei die Zerstörung der Kontaktteile. Man könnte zwar diese Wirkung dadurch zum Teil unterdrücken, indem man zunächst eine verzögernde Selbstinduktion zwischenschaltet, die beim völligen Kontaktmachen überbrückt würde; dieser Ausweg ist jedoch, wenn auch brauchbar, unzweckmäßig, weil der Apparat dadurch mehr kompliziert wird.

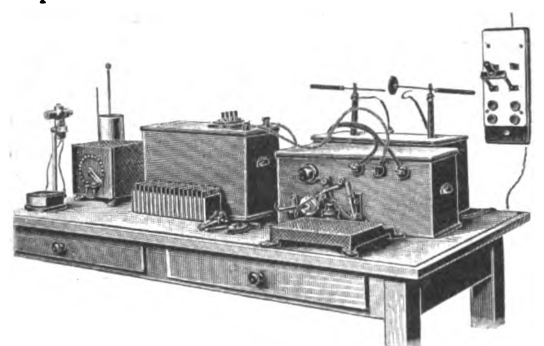


Fig. 1.

Will man höhere Spannungen mit größerem Energiebetrag erzielen, so ist es, nach meiner Erfahrung, nötig, ganz andere Wege einzuschlagen; zum Teil ist mir auch dies schon gelungen, indem Apparate von 50 bis 100 Kilovolt bei einer effektiven Stromstärke von etwa 600 Milliamp. bereits angefertigt sind. Infolge noch zum Teil schwebender Patentangelegenheiten kann jetzt nichts näheres über die Konstruktion berichtet werden. Die Fig. 1 zeigt eine Zusammenstellung der besprochenen Apparate.

Die späteren Versuche sind durch freundliches Entgegenkommen seitens der Akademie der Ingenieurwissenschaften im Metallographischen Institut zu Stockholm ausgeführt worden.

Zusammenfassung.

Durch einen Aufsatz von H. Starke wurde Verf. veranlaßt über seine vor etwa 6 Jahren angefangenen Versuche zu berichten, welche bezweckten, Funkeninduktoren durch Kondensatorentladungen zu betreiben. Es wurden zwar dabei im kleinen gute Resultate gewonnen; nach der Ansicht des Verf. ist aber, wegen gewisser Schwierigkeiten beim Aufladen der Kondensatoren, die fragliche Methode wenig aussichtsreich, wenn es sich um größere Energiebeträge handelt.

(Eingegangen am 20. Januar 1923.)

Büchereingänge.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

Hochmuth, K., Der Kreiselkompaß. Abh. Vortr. Math. Naturw. Techn. H. 6. 33 S., 20 Abb. i. T. 8°. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1921.

Grundzüge der mathematischen Kreisellehre, soweit sie sich auf den Kompaß bezieht.

Lotze, A., Die Grundgleichungen der Mechanik, insbesondere starrer Körper. Neu entwickelt mit Großmanns Punktrechnung. Abh. Vortr. Math. Naturwiss. Techn. H. 7. 50 S. 8°. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1921.

Wie aus dem Titel ersichtlich vektorielle Darstellung der Punkt- und Punktsystemmechanik in Großmannscher Schreibweise. W. Hort.

Besprechungen.

Haas, A., **Einführung in die theoretische Physik mit besonderer Berücksichtigung ihrer modernen Probleme.** I. Bd. 2. A. 384 S., 50 Abb. i. T. II. Bd. 1. u. 2. A. 286 S., 30 Abb. i. T. Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1921.

Die deutsche physikalische Literatur ist nicht eben reich an Zusammenfassungen der theoretischen Physik in engerem oder weiterem Rahmen. Besonders die mehrbändigen Gesamtdarstellungen sind bald aufgezählt, allen voran die Vorlesungen von Helmholtz, Planck und das Lehrbuch der Physik von Chwolson. F. Neumanns Vorlesungen über mathematische Physik seien nebenbei erwähnt. Diesen Hand- und Nachschlagebüchern gegenüber stehen die kürzeren Werke, deren Ziel es ist, entweder die theoretische Physik als solche logisch zu begründen und auf ihr Studium vorzubereiten oder im Rahmen der theoretischen Wissenschaft von der Physik das Weltbild unserer Naturerkenntnis zu entwerfen. Hier nenne ich zunächst als Vertreter der erstgenannten Richtung P. Volkmann und C. Christiansen, für die zweitgenannte einerseits Cl. Schaefer, andererseits A. Haas, dessen Werke ich mich nunmehr zuwende. Einleitend verweise ich auf die Grundgleichungen der Mechanik des gleichen Verfassers (1914), die etwa als eine Vorarbeit zu betrachten sind und bereits das darstellerische Geschick des Autors beweisen.

Die „Einführung" stützt sich in erster Linie auf die rationelle Mechanik und die Lehren der klassischen Physik, die sich um die Namen Coulomb, Fresnel, Gauss, Weber, Biot, Stokes, Maxwell, Helmholtz, Hertz gruppieren.

Auf diesen Grundlagen baut sich die moderne Entwicklung auf, zu der auch die Thermodynamik gehört, die mit den Anschauungen von der physikalischen Statistik eingeführt wird. Die sonstigen modernen Begriffsbildungen, die Haas benutzt, sind das Elektron, das Energiequantum und die Relativität.

Im Grunde sind es also nur wenige Bausteine, aus denen Haas sein Gebäude aufführt. Dies tut er aber mit unleugbarem Geschick und entschiedener Begabung in pädagogischer Hinsicht, so daß ich es für sicher halte, viele, denen die Zeit zum Studium der Originalliteratur fehlt, dürften das Buch mit dem gleichen Vergnügen lesen, wie der Berichter. Theorie der Spektren, der Grundstoffe, Wärmelehre, Theorie der Gravitation sind die Ziele, die erreicht werden sollen. Und sie werden erreicht. Vieles, was anderwärts zur theoretischen Physik gerechnet wird, ist mit Absicht nicht behandelt: Elastizitätstheorie, Wärmeleitung, Potentialtheorie usw. kurz alles, was Gegenstand der eigentlichen mathematischen Physik ist. Ich würde auch die Hydrodynamik idealer Flüssigkeiten fortgelassen haben; die drei Integralsätze der Kontinuumsphysik (Gauss, Stokes, Green) hätten auch im Abschnitt über Vektorrechnung untergebracht werden können. Diese Bemerkung soll aber keineswegs mein oben abgegebenes Urteil einschränken. W. Hort.

Neuburger, M. C., **Das Problem der Genesis des Aktiniums.** IV, 64 S. Ferdinand Enke, Stuttgart 1921.

Die Hefte der „Sammlung chemischer und chemisch-technischer Vorträge" geben zusammenfassende Darstellungen einzelner spezieller Fragen, meistens von gut unterrichteten Verfassern. Das vorliegende Heft stammt von einem sonst etwas theoretisierenden Autor; diesmal läßt er in anerkennenswerter Weise seine persönlichen Ansichten genügend zurücktreten und gibt ein ausführliches, nur für spezielle Interessenten geeignetes Referat über den Zusammenhang der radioaktiven Aktiniumfamilie mit der Uranfamilie. R. Swinne.

Bjerknes, V., **Untersuchungen über elektrische Resonanz.** XXXII, 129 S, 22 Abb. i. T. J. A. Barth, Leipzig 1923. (Preis 3000,— M.)

Das Buch enthält einen Neudruck von sieben Abhandlungen aus den Jahren 1891 bis 1895 und zwar

1. Über die Dämpfung schneller elektrischer Schwingungen.
2. Über Erscheinungen der multiplen Resonanz elektrischer Wellen.
3. Über den zeitlichen Verlauf der Schwingungen im primären Hertzschen Leiter.
4. Die Resonanzerscheinungen und das Absorptionsvermögen der Metalle für die Energie elektrischer Wellen.
5. Das Eindringen elektrischer Wellen in die Metalle und die elektromagnetische Lichttheorie.
6. Verschiedene Formen der multiplen Resonanz.
7. Über elektrische Resonanz.

Die drei ersten dieser teils theoretischen, teils experimentellen Arbeiten hatte V. Bjerknes auf Anregung von H. Hertz unternommen.

Vorangestellt hat der Verfasser diesen Abhandlungen eine äußerst sympathisch geschriebene Einleitung, in der er über die Entstehung dieser Arbeiten und besonders seine Erinnerungen an Hertz berichtet. Bjerknes war einer von den wenigen, denen es vergönnt war, unter Hertz zu arbeiten, und seine Erinnerungen an Hertz werden wohl jedem Physiker willkommen sein. Von Hertz als Forscher sprechen seine eigenen Arbeiten; von Hertz als Menschen hört man gelegentlich von solchen, die ihm nahestanden; von Hertz als Lehrer und wissenschaftlichem Berater seiner Schüler hat man nur selten Gelegenheit, etwas zu erfahren. Mir persönlich war diese Einleitung mit den Erinnerungen an Hertz und an das physikalische Zeitalter, in das die Hertzschen Versuche fielen, das Wertvollste an dem Buche.

Das soll nicht etwa heißen, daß ich den nachfolgenden Abhandlungen heute nur fragliche Wichtigkeit beimesse. Aber ich kannte diese Abhandlungen schon lange und sehr genau: sie und die Abhandlungen von Hertz selbst waren es, die mich als jungen Assistenten von Professor F. Braun in Straßburg in das Studium der elektrischen Schwingungen eingeführt hatten. Man konnte damals nur eben ahnen, daß die Erscheinung der elektrischen Resonanz für die eben erschlossene praktische Anwendung der elektrischen Schwingungen von grundlegender Wichtigkeit sein würde. Inzwischen ist sie das in einem Maße geworden, das alle Erwartungen überstieg. Noch viel mehr als damals hat heute jeder, der auf dem Gebiet der elektrischen Schwingungen lernen oder arbeiten will, Veranlassung, die Pionierarbeiten, die in dem vorliegenden Buch zusammengestellt sind, besonders die letzte, zu studieren. J. Zenneck.

Smits, A., **Die Theorie der Allotropie.** 500 S., 239 Abb. i. T. J. A. Barth, Leipzig 1921.

Durch das ausgezeichnete Werk von Bakhuis Roozeboom „Die heterogenen Gleichgewichte" gewann man etwa den Eindruck, daß die Systeme einer Komponente so ziemlich erforscht wären. A. Smits, dem Mitarbeiter und Nachfolger R.'s, gebührt der Verdienst durch sein oben angegebenes umfangreiches Buch eine Weiterentwicklung gegeben zu haben, indem gezeigt wurde, wie das Studium der einkomponentigen Systeme, insbesondere der Allotropie, in mancher Beziehung Klarheit und Fruchtbarkeit gewinnt durch das Heranziehen derjenigen Erfahrungen, die an zweikomponentigen Systeme erhalten wurden.

Grundgedanke der Smitsschen Allotropieauffassung ist folgendes: in jedem Falle wo Phasenallotropie vorhanden ist, d. h. wo ein gegebener Stoff in verschiedenen festen Zuständen (Phasen) vorkommt, besteht auch Molekularallotropie, d. h. kommt in jeder Phase ein inneres Gleichgewicht vor von verschiedenen Molekülarten (isomere oder polymere Moleküle, verschiedenartige Atome, Ionen usw.). Eine Folge dieser Auffassung ist, daß sich die Phasen eines jeden Allotropie aufweisenden, einfachen Stoffes unter Umständen als mehrkomponentige Phasen verhalten können; dabei sollen dieselben Gesetze gelten, wie für tatsächlich mehrkomponentige Phasen.

Gegen die Zulässigkeit dieser Annahme ist von vornherein kaum etwas einzuwenden: es kommt ganz und gar darauf an, inwieweit es der Theorie gelingt, sonst unerklärten Tatsachen gerecht zu werden, bzw. neue Tatsachen aufzufinden.

In jener Richtung seien erwähnt die anschauliche, einheitliche Darstellung von Enantiotropie und Monotropie. Als beachtenswerte Erfolge in letzterer Richtung können u. a. angeführt werden die im Smitsschen Laboratorium durchgeführten, schönen Untersuchungen über das System Phosphor. Festgestellt wurde dabei z. B., daß bei fraktionierter Verdampfung des sorgfältig gereinigten, violetten P eine erhebliche Erniederung des Dampfdruckes entsprechend dem Austreiben einer flüchtigeren Pseudokomponente, stattfindet; durch thermische Vorbehandlung läßt sich der Erstarrungspunkt des weißen P systematisch ändern usw. Als Belege für die Richtigkeit der Theorie werden auch mehrere von anderen Forschern gewonnenen Resultate angeführt, wie z. B. die eingehenden Untersuchungen von Marc über die Selenmodifikationen — von Fenner über die Umwandlungen des SiO_2; Untersuchungen des Rez. über AgJ und Eisen. Nach der M. des Rez. existiert tatsächlich keine andere Möglichkeit als die Annahme eines inneren Gleichgewichts verschiedenartiger Atome um die bekannte Anomalie der Dilatation des Eisens zu erklären.

Auch auf elektrochemischem Gebiet beansprucht die Smitssche Theorie wichtiges zu leisten, wie z. B. betreffend

das elektromotorische Verhalten des Al; dabei sind seine Ausführungen allerdings kritisiert worden, wie jüngst von A. Günther-Schulze.[1]) Den Rez. scheint die Smitssche Arbeit jedenfalls so viel wichtiges zu enthalten, daß ihr Studium dringend empfohlen werden kann.

Stockholm, Metallografiske institutet

Carl Benedikt.

Lehmann, O., **Flüssige Kristalle und ihr scheinbares Leben.** 72 S., 161 Abb. i. T. Leopold Voss, Leipzig 1921.

Der kürzlich verstorbene, wesentlich aufs Anschauliche gerichtete Karlsruher Physiker hat in Arbeiten verschiedenen Umfangs und verschiedener Bestimmung über seine Versuche und Meinungen berichtet, welche die von ihm „flüssige Kristalle" genannten anisotropen Flüssigkeiten betreffen, wobei er von der normalen Molekular- und Kristallphysik abweichende Wege gewandelt ist. Vorliegendes sehr gut ausgestattetes Heft gibt eine Beschreibung aller hiermit zusammenhängenden vom Verfasser in einem Kinofilm behandelten Demonstrationen, welche zweifellos ein gutes Propagandamaterial abgeben. Besonders wirksam sind auf dem Film jene Gebilde, welche als Analogien zu den lebenden Zellen gelten könnten und auch als solche vom Verf. behandelt werden. Dem mit der Anschauungsweise des Verfassers nicht vertrauten Leser kann dieses Heft als geeignete Einführung dienen und dabei die Erinnerung an jenen Film wachhalten. R. Swinne.

Lindow, M., **Differentialgleichungen unter Berücksichtigung der praktischen Anwendung in der Technik mit zahlreichen Beispielen und Aufgaben versehen.** Nat. u. G.-Welt. Nr. 589. 106 S., 38 Abb. i. T. 160 Aufgaben. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1921.

Auf gedrängtem Raum findet man u. a. folgende Probleme behandelt: Van der Waalsche Zustandsgleichung — Freier Fall im Luftraum — Zerfall radioaktiver Substanzen — Elastische Linie — Knickung eines Stabes — Pendel — Kettenlinie — Erzwungene Schwingungen eines Massenpunktes — Ballistische Kurve. Methodisch kommen zur Sprache die gewöhnlichen Differentialgleichungen 1. und 2. Ordnung mit den klassischen Transformations- und Substitutionsverfahren, daneben graphische und numerische Näherungsverfahren (Verfahren der Seilkurve —, Runges Methode — Simpsonsche Regel — Potenzreihenentwicklung). Wer das Büchlein aufmerksam durcharbeitet und alle Beispiele durchrechnet (die Lösungen sind am Schluß mitgeteilt) wird viel lernen. W. Hort.

Eberhardt, C., **Luftschiffahrt.** Sammlung Göschen Nr. 842. 118 S., 38 Abb. i. T. Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig 1921.

Kurzgefaßte, elementare Darlegung der Physik und der Konstruktion der Ballone und Luftschiffe. Entwicklung der deutschen Luftschiffe im Weltkriege. W. Hort.

Rappold, O., **Flußbau.** Sammlung Göschen Nr. 597. 117 S., 105 Abb. i. T. Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig 1921.

Gedrängte Darstellung der flußbaulichen Arbeiten vom praktischen Standpunkte: Uferdeckungen, Flußregulierung (Flachlandflüsse — Gebirgsflüsse — Wildbäche) einschließlich der Verlandungen, Durchstiche, Räumungen, Zuschlußbauten, vorzugsweise zur Informierung flußbaulich interessierte Nichtfachleute. W. Hort.

Geitel, M., **Schöpfungen der Ingenieurtechnik der Neuzeit.** Nat. u. G. Welt. Nr. 28. 2. A. 107 S., 21 Abb. i. T. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1922.

Aus dem reichen Inhalt: Forthbrücke — Hohenzollernbrücke bei Köln — Woolworth-Gebäude in New York — Lötschbergtunnel — Großschiffahrtsweg Berlin-Stettin — Urftalsperre — Untergrundbahnen der Weltstädte (einschließlich Berlin) — Großfunkstation Nauen — Riesendampfer (u. a. Lusitania, Titanic, Imperator, Vaterland) — Lenkbare Luftschiffe — Flugzeuge — Deutsches Ferngeschütz — Handels-U-Boot Deutschland — Gewinnung des Luftstickstoffs. Mannigfache Zahlenangaben geben der Phantasie ihre objektive Stütze. W. Hort.

[1]) Zeitschr. f. Elektrochem. **28** (1922), S. 483.

Vogdt, R., **Pumpen-, Druckwasser- und Druckluft-Anlagen.** Sammlung Göschen Nr. 290. 4. A. 122 S., 97 Abb. i. T. Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1921.

Kurzgefaßte, aber sachlich ziemlich vollständige Darstellung der Berechnung und des Entwurfes von Pumpenanlagen; auch die Kreiselpumpen sind berücksichtigt. Die zahlreichen Auflagen sprechen für die Brauchbarkeit des Büchleins. W. Hort.

Eberhardt, C., **Flugtechnik.** Sammlung Göschen Nr. 841. 100 S., 62 Abb. i. T. Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig 1921.

Gibt die Grundzüge der summarischen Berechnung der Flugmaschinen des Drachenfliegertyps. Schwierigere Fragen, wie die Stabilität, oder die neuzeitlichen Anschauungen über die hydrodynamischen Grundlagen des Fliegens, werden nicht berücksichtigt; dies dürfte auf so beschränktem Raum auch unmöglich sein. W. Hort.

Memmler, K., **Materialprüfung.** Einführung in die moderne Technik der Materialprüfungen. Sammlung Göschen Nr. 311/312. 3. verb. A. I. 160 S., 58 Abb. i. T.; II. 154 S., 30 Abb. i. T. Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig 1921.

Die beiden Bändchen sind von dem am Preussischen Materialprüfungsamte in langjähriger, heute leitender Stellung tätigen Verfasser auf Grund seiner Kenntnis der Entwicklung des gesamten Materialprüfungswesens verfaßt, wie es heute in Preußen aus den Händen von Martens, Rudeloff, Heyn, Bauer, Gary, Hertzberg, Holde usw. hervorgegangen, besteht. Die Darstellung dieses gewaltigen Stoffes ist trotz knappster Formung abgerundet; naturgemäß konnte auf die Physik der Stoffe nicht näher eingegangen werden; aber die Systematik und Methodik der Stoffprüfung ist, befreit von allem für die erste Orientierung Unnötigen, vollständig gegeben.

Wer wissen will, was in Lichterfelde gemacht wird und wie es gemacht wird, der lese diese beiden Bändchen.

W. Hort.

Painlevé, P., **Les Axiomes de la Mécanique, examen critique.** Note sur la propagation de la lumière. XVII, 112 S. Gauthiers-Villars & Cie., Paris 1922.

P. Painlevé setzt sich hier mit den Fragen auseinander, die philosophische Betrachtungen über das Causalitätsprinzip, das Aufkommen der Einsteinschen Relativitätstheorie, die Anschauungen über die elektromagnetische Konstitution der Welt hinsichtlich der Berechtigung der klassischen Mechanik entstehen lassen: Er lehnt die allgemeine Relativitätstheorie ab und ist bemüht, nachzuweisen, daß die Lorentz-Einstein-Transformation keineswegs geeignet ist, die Raum- und Zeitmessungen, die von zwei gleichförmig gegeneinander bewegten Koordinatensystemen aus angestellt werden können, in einfacher Weise aufeinander zu beziehen. W. Hort

Vater, R., **Die Dampfmaschine.** Aus Nat. u. G.-Welt. Nr. 393/394. I. Wirkungsweise des Dampfes im Kessel und in der Maschine. 5. A. 24.—28. Tausend. Bearb. v. F. Schmidt. V, 108 S., 38 Abb. i. T. II. Ihre Gestaltung und Verwendung. 3. A. 12.—16. Tausend. Bearb. v. F. Schmidt. VI, 101 S., 94 Abb. i. T. B. G. Teubner, Berlin und Leipzig 1921.

Vater, R., **Die neueren Wärmekraftmaschinen.** Aus Nat. u. G.-Welt. Nr. 21/86. I. Einführung in die Theorie und den Bau der Gasmaschinen. 6. A. 25.—30. Tausend. Bearb. v. Fr. Schmidt. 121 S., 45 Abb. i. T. II. Gaserzeuger, Großgasmaschinen, Dampf- und Gasturbinen.



5. A. 20.—24. Tausend. Bearb. v. Fr. Schmidt. 116 S., 46 Abb. i. T. B. G. Teubner, Berlin u. Leipzig 1921/22.

Diese anschaulich und lebendig geschriebenen Büchlein des im Jahre 1920 verstorbenen Geh. Bergrats R. Vater haben sich in kurzer Zeit einen wohlverdienten Platz auf dem Gebiete der technischen Einführungsliteratur erobert. Der neue Herausgeber Dr. Fr. Schmidt hat an der bewährten Darstellungsweise nichts geändert, sondern sich auf zeitgemäße Ergänzungen sachlicher Natur beschränkt. Weitere Worte der Empfehlung hinzuzufügen erübrigt sich.

W. Hort.

Plotnikow, J., **Allgemeine Photochemie.** XIV, 729 S., 68 Abb. i. T., 1 Farbentf. Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig 1920.

Die Photochemie ist neben der Radio- und der Kolloidchemie dasjenige Gebiet der physikalischen Chemie, welches seit Beginn dieses Jahrhunderts in schneller Entwicklung begriffen ist und deren Bedeutung um so mehr steigen muß, als sich das Verständnis für die Verwertung der strahlenden Energie der Sonne ausbreitet. Der Verfasser hat sich durch eine Reihe photochemischer Originalarbeiten und zusammenfassenden Monographien einen Namen gemacht, so daß das vorliegende „Hand- und Lehrbuch für Forschung, Praxis und Studien" auf jeden Fall Interesse erregen muß. Dabei hat die atomdynamische und quantentheoretische Entwicklung der modernen Physik den Verfasser keineswegs beeinflußt; obwohl zweifellos die Anwendungsmöglichkeit jener neuen Gedanken auch in der Photochemie noch nicht erschöpft sein dürfte. Es ist so ein sehr persönlich gefärbtes Werk entstanden, was aber bei einem noch so in Fluß befindlichen Wissenschaftszweige nur förderlich sein kann. Der erste Teil ist als Einleitung anzusehen und gibt eine Übersicht über die Gesetze der photochemischen Lichtreaktionen (Photoaktivität gewisser Elemente, auch in ihren Verbindungen, die für die photochemische Reaktion notwendigen Absorptionsstreifen für gewisse Wellenlängen, der Temperaturbeeinflussung der Reaktionen). Der zweite Teil (200 S.) ist für den Verf. besonders charakteristisch und gibt die Theorie und Praxis der photochemischen Kinetik, Katalyse und Statik mit mathematischen Formulierungen und einzelnen Beispielen. Der wertvolle dritte Teil, über 300 S. umfassend, behandelt im anorganischen Teil die einzelnen Gruppen des periodischen Systems und dann im organischen Teil molekulare Umwandlungen, Polymerisationen, Photolysen und Photosynthesen, Photooxydationen. Im kurzen vierten Teil wird die angewandte Photochemie gestreift. Die einzelnen Abschnitte sind mit chronologischen Zusammenstellungen durchsetzt. Zweifellos bietet dieses Werk in seinen theoretischen Ausführungen (welche zuweilen durch einen Mangel an Schärfe leiden), viel Anregendes; andererseits weist es in seinen systematischen Teile auf viele Lücken hin und kann so auf neue Forschungen befruchtend wirken.

R. Swinne.

Moeller, M., **Das Ozon.** Samml. Vieweg. H. 52. VII, 155 S., 32 Abb. i. T. 8⁰. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1921.

Hier liegt eine ausgezeichnete, weitausholende physikalisch-chemische Einzeldarstellung vor, welche durch die vielseitigen Beziehungen der Bildung und des Zerfalls des Ozons zur Thermo-, Elektro- und Photochemie, wie auch zur chemischen Kinetik besonders reizvoll ist. Das Heft enthält eine kritische Darlegung der Versuchsergebnisse unter Heranziehung einer umfangreichen Literatur, wobei auf viele offene Fragen vom Verfasser hingewiesen wird, unter gleichzeitiger Bezugnahme der Verknüpfung der einzelnen Untersuchung mit dieser oder jener theoretischen Fragestellung. Das Hauptgewicht ist auf die Ozonbildung durch elektrische Entladungen, besonders durch selbständige, gelegt, wobei auch die technische Ozondarstellung behandelt wird; hieran schließt sich die Photochemie des Ozons. Im ersten Teil des Heftes sind die physikalischen Eigenschaften dargestellt; dann die Thermodynamik des O_2-O_3-Gleichgewichts, sowie die Kinetik des Ozonzerfalls. Ein Sachverzeichnis erleichtert die Orientierung im vielseitigen Inhalt dieses Heftes, welches nicht nur den Ozoninteressenten zu empfehlen ist.

R. Swinne.

Wissenschaftliche Nachrichten.

AEF, Ausschuß für Einheiten und Formelzeichen.

Der AEF stellt die folgenden Entwürfe: XXVI. Dichte und Wichte — XXVII. Einheiten für mechanische Größen gemäß § 4, Absatz 3 seiner Satzung zur Beratung und ladet die beteiligten Vereine ein, ihm das Ergebnis ihrer Beratungen bis Ende 1923 mitzuteilen.

Entwurf XXVI. Dichte und Wichte.

(April 1922. Neue Fassung an Stelle des Entwurfs XIV Dichte.)

1. Dichte (spezifische Masse) ist der Quotient der Masse eines Körpers durch sein Volumen.
2. Wichte (spezifisches Gewicht) ist der Quotient des Gewichtes eines Körpers durch sein Volumen.
3. Dichtezahl oder Wichtezahl (Dichteverhältnis oder Wichteverhältnis) ist das Verhältnis der Dichte oder der Wichte eines Körpers zu der Dichte oder der Wichte eines Vergleichskörpers. Wenn keine bosonderen Gründe dagegen sprechen, ist als Vergleichskörper Wasser von 4⁰ C. bei einem Außendruck von 76 cm Quecksilbersäule zu wählen.
4. Massenräumigkeit (spezifisches Massenvolumen) ist der Quotient des Volumens eines Körpers durch seine Masse, also der Kehrwert der Dichte.
5. Gewichtsräumigkeit (spezifisches Gewichtsvolumen) ist der Quotient des Volumens eines Körpers durch sein Gewicht, also der Kehrwert der Wichte.

   Bei unhomogenen Körpern ist anzugeben, ob sich die Werte auf den Stoff ohne Poren, oder auf den Körper mit Poren oder auf Schüttgut usw. beziehen. Ferner sind, wenn es die Genauigkeit erfordert, Temperatur und Druck anzugeben, bei denen die Messung stattgefunden hat.

Begründung und Erläuterung.

Von M. Weber und Fr. Auerbach.

Zu dem Entwurf XIV, Dichte, vom Januar 1914 haben sich zehn Bezirksvereine des Vereins Deutscher Ingenieure, der Elektrotechnische Verein, die Siemens Schuckert Werke und fünf Einzelpersonen geäußert; ferner hat ein Auszug aus der Zeitschrift Annalen für Gewerbe und Bauwesen vom 1. September 1914 vorgelegen. In mehreren dieser Äußerungen wird zugestimmt, in den meisten das grundsätzliche Einverständnis erklärt zugleich mit den Wünschen nach Ergänzungen oder Änderungen. Eine Äußerung ist glatt ablehnend.

Es handelt sich in den früheren Entwurf um die Festlegung der Bezeichnungen und Erklärungen der fünf bisher wie folgt bezeichneten Begriffe:

1. Massendichte (spezifische Masse),
2. Gewichtsdichte (spezifisches Gewicht),
3. Dichtezahl (Dichteverhältnis),
4. Massenräumigkeit (spezifisches Massenvolumen),
5. Gewichtsräumigkeit (spezifisches Gewichtsvolumen).

Unter den Ausstellungen zu dem Entwurfe vom Januar 1914 sind hervorzuheben:

a) die, welche eine Umbildung oder Umstellung einzelner Bezeichnungen z. B. von Massendichte in Raummasse oder Gewichtsdichte in Raumgewicht anstreben, und
b) die, welche sich auf die Erklärung der Begriffe beziehen, sowie



c) solche, in denen sich die Gegensätzlichkeit der Auffassung unter den Anhängern des physikalischen und des technischen Maßsystems geltend macht.

Zu den Vorschlägen über eine Änderung der im bisherigen Entwurf genannten Bezeichnungen ist folgendes zu sagen: Ideal wäre es, wenn für jeden der fünf in Rede stehenden Begriffe ein einziges kurzes deutsches Wort angegeben werden könnte, dessen gebräuchlicher Sinn sich mit dem betreffenden Begriff gut deckt. Zulässig erscheinen noch zwei Worte, wie spezifische Masse, spezifisches Gewicht usw. Dagegen sind bei den in den eingegangenen Äußerungen neu genannten Bezeichnungen alle Vorschläge auszuschließen, welche die kurze Begriffsbezeichnung von vornherein durch eine Begriffserklärung wenn auch nur in drei Worten ersetzen wollen, wie z. B. Masse der Raumeinheit oder Gewicht der Raumeinheit. Diese Erklärungen sind überdies geeignet, über die Dimensionen der Größen irre zu führen.

Zusammengesetzte Namen wie Raummasse und Raumgewicht sowie Masseraum und Gewichtsraum sind mit Absicht in den Entwurf nicht aufgenommen worden, weil sie Anlaß zu Verwechslungen geben, da die Zusammensetzung mit Ausnahme von Gewichtsraum nicht den Genitiv des ersten Wortes erkennen läßt. Deutlichere Bildungen wie Raumeinheitsmasse usw. sind ihrer Länge wegen zu verwerfen.

Unter Würdigung der eingegangenen Äußerungen hat sich während der weiteren Beratung des Gegenstandes der Wunsch nach einigen kleinen Änderungen des ursprünglichen Entwurfs von 1914 ergeben. Die oben vorangestellte Fassung stützt sich im wesentlichen auf die im folgenden gegebene Klarstellung der Begriffe Massendichte und spezifisches Gewicht.

Über den Unterschied zwischen den Begriffen Massendichte und spezifisches Gewicht.

Die Massendichte eines Körpers ist eine von äußeren Umständen unabhängige physikalische Eigenschaft, die ihm auf Grund einer bestimmten Zusammensetzung und Beschaffenheit zukommt. Dagegen ist das spezifische Gewicht eines Körpers keine von äußeren Einflüssen unabhängige Eigenschaft desselben, sondern ändert sich vielmehr mit dem Ort und zwar bei unveränderter Zusammensetzung im gleichen Verhältnis wie die Fallbeschleunigung g. Das spezifische Gewicht eines Körpers ist zunächst abhängig von dessen Dichte und ferner abhängig von der beschleunigenden Wirkung der Erde, also von zwei äußeren Einflüssen, nämlich der Stärke der gesamten Massenanziehungskraft oder Schwerkraft und der gesamten der Bewegung der Erde entsprechenden Scheinkraft an dem betreffenden Ort, wie in Satz IX, Masse und Gewicht, näher erläutert wird. Es erscheint daher unzweckmäßig, neben der Bezeichnung spezifisches Gewicht noch die Bezeichnung Gewichtsdichte zu verwenden, weil durch das Wort „Dichte", dem gebräuchlichen Sinne desselben entsprechend, unzweideutig eine von äußeren Umständen unabhängige physikalische Körpereigenschaft gekennzeichnet wird. Die Bezeichnuug Massendichte kann daher kürzer durch „Dichte" ersetzt werden, da es in der reinen Mechanik bei einem Körper von bestimmter Zusammensetzung und Beschaffenheit eben außer der Massendichte keine andere Art Dichte gibt. — Das Wort spezifisches Gewicht eines Körpers erinnert andererseits unzweideutig an das Gewicht und kennzeichnet von den vier das Gewicht eines Körpers bestimmenden Ursachen die drei: Dichte, Schwere und Scheinkraftbeschleunigung, während der vierte Faktor, der Rauminhalt, ausdrücklich durch den Zusatz spezifisch ausgeschaltet wird. Für spezifisches Gewicht fehlt bisher ein einfaches gutes deutsches Wort. Sucht man auf dem Wege über Massendichte, Dichtigkeit, Dichte, nach einem entsprechenden Einzelwort, das an die Stelle von spezifisches Gewicht gesetzt werden kann, so liegen die Worte Gewichtigkeit, Wichtigkeit und Wichte nahe. Von diesen ist Wichtigkeit — gerade in dem hier in Betracht kommenden Sinne — ein altes deutsches Wort, das schon in dem 1642 in Leiden erschienenen Dictionnaire François-Alleman-Latin von Duez als gleichbedeutend mit ponderositas — also nicht im heutigen abgezogenen Sinne etwa von „Bedeutung" — aufgeführt wird. Es erscheint jedoch geboten, in Zukunft statt der umständlichen Bezeichnung spezifisches Gewicht eines Körpers die kurze und klare Bezeichnung „Wichte" zu setzen, ein Wort, das sich neben Dichte vorzüglich ausnimmt, und auch deutlich und richtig die Gegensätzlichkeit zu Dichte und die Verwandtschaft zu dem Wort Gewicht zum Ausdruck bringt.

gez. Strecker.

Entwurf XXVII. Einheiten für mechanische Größen.

(Neue Fassung. April 1922.)

Im Entwurf VII (Verhandlungen des AEF, Seite 27) ist Nr. 11 durch das folgende zu ersetzen:

11. Einheiten für mechanische Größen.

Physikal. Maßsystem.	Technisches Maßsystem.
Dritte Grundheit ist das Gramm (1 g) als Einheit der Masse. Das Gramm ist der 1000ste Teil des Kilogramms, der Masse des internationalen Kilogrammprototyps.	Dritte Grundheit ist das Kil (1 Kil) als Einheit der Kraft. Das Kil ist das Gewicht des internationalen Kilogrammprototyps, des Kilogramms, an einem Ort, an dem die Fallbeschleunigung den Normalwert 9,80665 m/s^2 hat.
a) Masse.	a) Kraft.
Das Gramm — g, kg, dg, cg, mg. Die Tonne — 1 t = 1000 kg, 1 dt = 100 kg.	Das Kil — Kil, m Kil, MKil. Das Ton — 1 Ton = 1000 Kil, 1 d Ton = 100 Kil.
b) Kraft.	b) Masse.
Das Dyn — 1 dyn = 1 gcm/s^2. Der Stein — 1 sn = 10^8 dyn.	Das Newton — 1 New = 1 Kil s^2/m.

$$1\ \mathrm{kg} = \frac{1}{9{,}80665}\ \mathrm{New};\quad 1\ \mathrm{New} = 9{,}80665\ \mathrm{kg} = 9806{,}65\ \mathrm{g}.$$

$$1\ \mathrm{dyn} = \frac{1}{980665}\ \mathrm{Kil} \approx 1.02\cdot 10^{-6}\ \mathrm{Kil} \approx 1{,}05\ \mathrm{MKil}.$$

$$1\ \mathrm{Kil} = 990665\ \mathrm{dyn} \approx \frac{1}{102}\ \mathrm{sn}.$$

c) Arbeit und Energie.

Das Erg. — 1 erg = 1 dyn.cm = 1 gcm^2/s^2. Das Joule — 1 J = 10^7 erg. Die Wattsekunde — 1 Ws = 1 J. Das Helmholz — 1 Helm = 1 sn.m = 1 kJ = 1 kWs = 10^{10} erg. Die Kilowattstunde — 1 kWh = 3600 sn m = 3600 Helm.	Das Mayer — 1 May = 1 Kil.m. Die Pferdestärkestunde — 1 PSh = 270000 May.

$$1\ \mathrm{Helm} = \frac{10^8}{9{,}80665}\ \mathrm{May} \approx 102\ \mathrm{May};\quad 1\ \mathrm{J} \approx 0{,}102\ \mathrm{May}$$

$$1\ \mathrm{kWh} = 367200\ \mathrm{May}.$$

$$1\ \mathrm{May} = 98066500\ \mathrm{erg} = 9{,}80665\ \mathrm{J} = 2{,}724\cdot 10^{-6}\ \mathrm{kWh}$$

$$\approx \frac{1}{102}\ \mathrm{kJ} \approx \frac{1}{102}\ \mathrm{kWs} \approx \frac{1}{102}\ \mathrm{sn.m} \approx \frac{1}{102}\ \mathrm{Helm}.$$

d) Drehmoment.

Das Lionard — 1 L = 1 dyn.cm = 1 gcm^2/s^2.

Das Archimed — 1 Arch = 1 Kil.m; 1 c Arch = 1 Kil.cm.

$$1\ L = \frac{1}{98066500}\ \text{Arch} \approx 1{,}02 \cdot 10^{-8}\ \text{Arch}.$$

1 Arch = 98066500 L.

e) Leistung.

Das Watt — 1 W = 1 J/s = 10^7 erg/s = 10^7 gcm^2/s^3.

Das Kilowatt — 1 kW = 1 kJ/s = 1 sn.m/s = 1 Helm/s.

Das Prony — 1 Pron = 1 Kil.m/s = 1 May/s.

Die Pferdestärke — 1 PS = 75 Kil.m/s = 75 Pron.

$$1\ W = \frac{1}{0{,}80665}\ \text{Pron} \approx 0{,}102\ \text{Pron}.$$

$$1\ kW = \frac{1000}{9{,}80665}\ \text{Pron} \approx 102\ \text{Pron} \approx 1{,}36\ \text{PS}.$$

1 PS ≈ 0,735 kW ≈ 0,735 sn.m/s ≈ 0,735 Helm/s.

f) Spannung.

Das Bar ist gleich dem Druck oder Zug von 1 dyn auf 1 cm^2. — 1 bar = 1 dyn/cm^2.

Das Pez — 1 Pez = 10000 bar = 10^4 dyn/cm^2 = 1 sm/m^2.

Die physikalische Atmosphäre (1 Atm) ist gleich dem Druck einer Quecksilbersäule von 760 m Höhe bei 0° und normaler Fallbeschleunigung (980,665 cm/s^2. — 1 Atm = 1013253 bar.

Das Toricelli (1 tor) ist gleich dem Druck einer Quecksilbersäule von 1 mm Höhe bei 0° und normaler Fallbeschleunigung. — 1 tor = $\frac{1}{760}$ Atm.

Das Atmo, die technische Atmosphäre (1 at) ist gleich dem Druck oder Zug von 1 Kil auf 1 cm^2. — 1 at = 1 Kil/cm^2 = 10^{-4} Kil/m^2.

$$1\ \text{pez} = \frac{1}{98{,}0665}\ \text{Kil/cm}^2 = \frac{1}{98{,}0665}\ \text{at} \approx 0{,}0102\ \text{at} \approx 0{,}0102\ \text{Kil/cm}^2 \approx 102\ \text{Kil/m}^2.$$

$$1\ \text{Atm} = \frac{1013253}{980665}\ \text{at} = 1{,}0333\ \text{at}.$$

$$1\ \text{at} = 1\ \text{Kil/cm}^2 = 0{,}9678\ \text{Atm} = 98{,}0665\ \text{pez} = 980665\ \text{bar}.$$

Begründung und Erläuterung.

Von K. Strecker und M. Weber.

Nachdem über die strittigen Grundbegriffe Masse und Gewicht eine Einigung erreicht war, die in AEF Satz IX niedergelegt ist, konnten die Beratungen über die Einheiten für mechanische Größen (Verhandlungen Seite 27, Absatz 11) wieder aufgenommen werden. Auch hier wurde ein Ausgleich der widerstreitenden Bestrebungen herbeigeführt. — Der vorliegende Entwurf stellt das physikalische und das technische Maßsystem als gleichberechtigt nebeneinander und schlägt für eine Reihe mechanischer Größen neue Einheitsnamen und Bezeichnungen vor.

Den Kernpunkt der Streitfragen auf diesem Gebiete hat bisher immer das Kilogramm gebildet, indem die Physiker die Masseneinheit in ihrem System Kilogramm nennen, während die Ingenieure die Krafteinheit in ihrem System — also etwas grundsätzlich Verschiedenes — mit demselben Wort kennzeichnen.

Von beiden Seiten wird als unerläßliche Forderung aufgestellt, daß die Einheiten der Masse und der Kraft in den beiden Systemen verschiedene, und zwar auffällig verschiedene Namen führen müssen, daß also die Bezeichnung Kilogramm eindeutig nur einer einzigen Maßeinheit belassen werden darf. Das Gleiche gilt für das Tausendstel des Kilogramms, das Gramm. Die Vorschläge, welche durch Einführung der Wortzusammensetzungen Massekilogramm und Kraftkilogramm Abhülfe anstrebten und die beiden entsprechenden Einheitsbezeichnungen durch kg und kg* zu unterscheiden suchten, haben erklärlicher Weise in technischen Kreisen, die den Stern hinzufügen sollten, den heftigsten Widerspruch erfahren. — Die Anregung, den Namen Bar oder Kilobar zu verwenden, kommt nicht mehr in Frage, nachdem der Name Bar international als physische Druckeinheit Verwendung findet.

Die Physiker berufen sich darauf, daß das Kilogramm international als Einheit der Masse allgemein angenommen ist, und daher in der deutschen Maß- und Gewichtsordnung vom 30. Mai 1908, Reichsgesetzblatt S. 349, mit den Worten „Das Kilogramm ist die Masse des internationalen Kilogrammprototyps“ ausdrücklich als eine Masse gekennzeichnet wird. Schon aus diesen beiden Gründen wäre es aussichtslos, die Physiker zum Aufgeben ihres Standpunktes veranlassen zu wollen. Der Name Kilogramm ist daher eindeutig für die Masseneinheit im physikalischen Maßsystem angenommen worden.

Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, im technischen Maßsystem für die Krafteinheit eine andere Bezeichnung zu wählen. Nach langen Beratungen wurde zuerst vorgeschlagen, der technischen Krafteinheit den Namen „das Kilo“ mit dem Einheitszeichen K zu geben, da sowieso in Deutschland und den romanischen Ländern auf dem Markt und im Haushalt viel häufiger in Kilo wie in Kilogramm gerechnet wird. Dem Einwand, daß Kilo die Zahl Tausend bedeute und daher nicht als Name für ein Maß benutzt werden dürfe, ist entgegenzuhalten, daß das Kilo in der Türkei ein altes, vielgebrauchtes, seit 1874 aber aus dem Handel entferntes Getreidemaß ist. Der Wahl von Kilo als Name für die technische Krafteinheit trat aber ein unüberwindliches Hindernis in der Arbeitseinheit, dem bisherigen Kilogrammeter, entgegen, welches jetzt Kilometer oder Meterkilo hätte heißen müssen, zwei Wortzusammensetzungen, die beide zurückzuweisen sind, die erste wegen der Verwechslung mit dem gleichnamigen Längenmaß, die zweite, weil ihre Einheitsbezeichnis mK gleich der von Millikilo d. i. ein 1000stel Kilo ist.

Dennoch waren die Überlegungen, die auf den Namen Kilo für die technische Krafteinheit geführt hatten, nicht umsonst gewesen. Es wurde im Anschluß hieran vorgeschlagen an Stelle von Kilo den kürzeren Einheitsnamen Kil — mit Aussprache eines gedehnten i — zu setzen und in der Einheitsbezeichnung ebenfalls Kil — ungekürzt und mit großen Anfangsbuchstaben — zu schreiben. Die Einheit der Arbeit heißt jetzt das Kilmeter (Kil.m), welches keinen Anlaß zu Verwechslungen bietet.

Bei dieser grundsätzlichen Einigung über die Einheitsnamen der Masse und der Kraft in beiden Systemen bleibt natürlich das Gramm als der 1000ste Teil des Kilogramms dem physikalischen Maßsystem erhalten und hat im technischen keinen Platz mehr. An die Stelle des bisherigen Kraftgramms tritt folgerichtig nach den allgemeinen Grundsätzen das Millikil (mKil). Der 1000000ste Teil eines Kil ist das MKil (gesprochen Mikrokil). Für die bisherige Krafttonne wird zum Unterschied von der verbleibenden Massentonne mit dem Einheitszeichen t das Ton eingeführt, welches ungekürzt zugleich auch Einheitsbezeichnung ist. Das Ton ist ein in der Schiffsvermessung gängiger Name, wird aber besonders in England und Amerika für eine ganze Reihe verschieden großer Gewichte benutzt.

Zu den im neuen Entwurf vorgeschlagenen Einheitsnamen für die mechanischen Größen ist noch folgendes zu bemerken:

Masse.

Die physikalische Einheit ist das Gramm (1 g), die dritte Grundeinheit des physikalischen Maßsystems.

Die technische Einheit ist das Newton (1 New), eine abgeleitete Einheit, nämlich die Masse eines Körpers, dem die technische Krafteinheit, das Kil, die Beschleunigung 1 m/s^2 erteilt. Das Newton ist eine Masse von 9,80665, also fast 10 Kilogramm. Die Einheitsbezeichnung New wird im Deutschen Nef gesprochen.

Kraft.

Die physikalische Einheit ist das Dyn (1 dyn), eine abgeleitete Einheit, nämlich die Kraft, welche der physikalischen Masseneinheit, dem Gramm, die Beschleunigung 1 cm/s^2 erteilt, oder das Gewicht von $\frac{1}{980,665}$ Gramm an einem Orte, an dem die Fallbeschleunigung den Normalwert 980,665 cm/s^2 hat. Neben dem Dyn wird die 10^8 mal so große praktische Einheit, der Stein (1 sn), verwendet.

Die technische Einheit ist das Kil (1 Kil), die dritte Grundeinheit des technischen Maßsystems, neben welcher das Ton (1 Ton) als praktische Einheit benutzt werden kann. Das Kil ist eine Kraft von 980665 dyn.

Arbeit und Energie.

Die physikalische Einheit ist das Erg (1 erg = 1 dyn.cm), neben welche folgende praktische Einheiten treten: das Joule (1 J) gleich der Wattsekunde (1 Ws), ferner im Meter-Tonne-Sekunde-System das Helmholz (1 Helm) gleich einer Kilowattsekunde (1 kWs) gleich einem Steinmeter (1 sn m) und die Kilowattstunde (3600 Helm).

Die technische Einheit ist das Mayer (1 May) gleich dem Kilmeter (1 Kil.m), neben welcher als praktische Einheit die Pferdestärkestunde (1 PSh) benutzt werden kann.

Drehmoment.

Die physikalische Einheit ist das Lionard (1 L = 1 dyn cm).

Die technische Einheit ist das Archimed (1 Arch = 1 Kil.m).

Leistung.

Die physikalische Einheit ist das Watt (1 W = 10^7 erg/s), neben welcher als praktische Einheit das Kilowatt (1 kW = 1 sn.m/s = 1 Helm/s) tritt.

Die technische Einheit ist das Prony (1 Pron = 1 Kil.m/s = 1 May/s), neben welcher als praktische Einheit die Pferdestärke (1 PS = 75 Pron) benutzt wird.

Spannung (Druck oder Zug).

Die physikalische Einheit ist das Bar (1 bar = 1 dyn/cm^2), neben welche folgende praktische Einheiten treten:

Das Pez (1 pez = 10000 bar = 1 sn/m^2), die physikalische Atmosphäre (1 Atm) und das Tor (1 Tor = $\frac{1}{760}$ Atm).

Die technische Einheit ist das Atmo, d. i. die technische Atmosphäre (1 at = 1 Kil/cm^2 = 10^{-4} Kil/m^2).

Für die neu vorgeschlagenen Einheitsnamen waren folgende Überlegungen maßgebend:

Isaac Newton, der Schöpfer der klassischen Mechanik, hat den Begriff der Masse eingeführt.

Robert Mayer hat als erster die Äquivalenz von Wärme und Arbeit erkannt.

James Prescott Joule hat das mechanische Wärmeäquivalent durch sorgfältige Messungen bestimmt.

Hermann Helmholz hat die umfassende Bedeutung des Prinzips von der Erhaltung der Energie erkannt.

Archimedes hat einen Beweis für den Satz von der Gleichheit der Drehmomente am ungleicharmigen, lotrecht belasteten Hebel gegeben.

Lionards da Vinci hat den Satz von der Gleichheit der Drehmomente auf schief am Hebel wirkende Kräfte erweitert.

Prony hat als erster die Leistung der Maschinen mittels des Bremszaums bestimmt.

Toricelli entdeckte den Luftdruck und hat als erster den Druck der Atmosphäre durch eine Quecksilbersäule gemessen.

Der Stein. Diese Einheit wird im neuen französischen Gesetz über die Maßeinheiten sthène (vom griechischen sthenos, Kraft) genannt. Es schien zweckmäßig, diesen Namen einzudeutschen; es wird vorgeschlagen, dafür das gleichklingende Wort Stein zu wählen, das auch einen vorstellbaren Zusammenhang mit dem Kraftbegriff hat.

Das Bar ist vom griechischen barys, schwer abgeleitet; vgl. Barometer.

Das Pez. Diese Einheit wird im neuen französischen Gesetz über die Maßeinheiten pièze genannt und ist von dem griechischen piezein, drücken, abgeleitet. Das im Deutschen schlecht zu sprechende Wort ist in Pez umgewandelt worden.

gez. Strecker.

Russische Gesellschaft der Radioingenieure.

Die Russische Gesellschaft der Radioingenieure ist am 31. März 1918 auf Anregung einiger Radioingenieure und Physiker entstanden, um seinen Mitgliedern den gegenseitigen Meinungsaustausch und Hilfe bei Ausarbeitung der Spezialfragen zu ermöglichen. Am 14. Juli desselben Jahres wurde die Gesellschaft nach Moskau verlegt, wo sie sich auch zurzeit befindet. Vorsitzender ist Herr Professor M. Schuleikin, Sekretär Herr Bashenoff. Die Sitzungen finden alle sieben Tage statt in dem Saal der Gesellschaft in Moskau, Mertwy per. 20, Wohn. 5, oder in irgendeinem radiotechnischen Laboratorium. Die Gesellschaft spielt eine hervorragende Rolle in der Lösung aller Fragen, die in Rußland auf dem Gebiete der Radiotechnik entstehen, da in derselben die besten Spezialisten vertreten sind.

Trotzdem viele bedeutende wissenschaftliche Kräfte nach Moskau versetzt wurden, sind dennoch in Petersburg nicht wenig tüchtige Spezialisten geblieben, welche hier eine selbständige Abteilung der Gesellschaft gegründet haben, die mit dem Zentrum nur den gemeinschaftlichen wissenschaftlichen Zweck hat. Vorsitzender ist Herr Professor A. Petrowski, Sekretär Herr L. Termen. Die Sitzungen, in welchen Vorträge, oft mit Demonstrationen begleitet, mit darauffolgenden Diskussionen gehalten werden, finden allwöchentlich statt, entweder: Wassili Ostrow, 4 Linie N. 5, oder in irgendeinem radiotechnischen Laboratorium. Außerdem hat die Gesellschaft Abteilungen noch in drei Städten: Nischny-Nowgorod, Kiew und Odessa.

Die größte Aufmerksamkeit wird den Vakuumröhren und deren Anwendungen, Hochfrequenzmaschinen, sowie der Untersuchung der Eigenschaften der Antenne gewidmet. Moskau und Petersburg sind im Besitze einer reichhaltigen Bibliothek, welche fortwährend ergänzt wird. Die Mittel der Gesellschaft bestehen ausschließlich aus den Beiträgen der Mitglieder, da dieselbe von der Regierung nicht unterstützt wird.

Allgemeinen Gründen zufolge konnten leider bis jetzt die Vorträge und andere Arbeiten der Mitglieder nicht auf eigene Kosten veröffentlicht werden und sind sie an die Zeitschrift „Drahtlose Telegraphie und Telephonie", welche in Nischny-Nowgorod von dem dortigen Radiolaboratorium des Post- und Telegraphenkommissariats herausgegeben wird, zugewiesen; jedoch ist die Möglichkeit einer in Kürze befriedigenden Lösung dieses Mißstandes nicht ausgeschlossen.

Dipl.-Ing. V. Bashenoff,
Schriftführer der Gesellschaft.

Anmerkung der Schriftleitung: Ein Tätigkeitsbericht der Russischen Gesellschaft für Radioingenieure folgt in einer der nächsten Nummern.



Personalnachrichten.

Berlin. Dr. F. Eckert hat sich in der Abteilung für Chemie und Hüttenkunde der Technischen Hochschule Berlin für Physik und Chemie des Glases habilitiert.

Danzig. Die Würde eines Doktor-Ingenieurs ehrenhalber wurde folgenden Herren verliehen: Dr. phil. A. Ebeling, Direktor der Siemens & Halske A.-G. in Charlottenburg, für seine Verdienste um die wissenschaftlich-technische Entwicklung des Fernsprechkabels und insbesondere wegen des Ausbaues des Pupinsystems für Fernkabel, und Geh. Oberpostrat im Reichspostministerium P. Craemer in Anerkennung seiner Verdienste um die Errichtung und Weiterbildung des Liniennetzes der Telegraphie, insbesondere um den planmäßigen Anschluß der Nachbarstaaten an das deutsche Fernkabelnetz und um die Verlegung der neuen Ostseekabel.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Todesanzeige.

Am Donnerstag, den 8. Februar 1923 verschied unerwartet unser Mitglied der ordentliche Professor Herr Dr.-Ing. Ludwig Gümbel.

Wir werden dem Entschlafenen ein treues und dankbares Andenken bewahren.

Bericht über die Sammlung der Gesellschaft.

Die finanzielle Notlage, in die unsere Gesellschaft durch die plötzliche Geldentwertung und die dadurch ungeheuer angewachsenen Kosten unserer Zeitschriften, der Zeitschrift für technische Physik und der Physikalischen Berichte, geraten war, hatte uns veranlaßt, uns sowohl an unsere Mitglieder als auch an die uns nahestehende Industrie mit der Bitte um Zeichnung freiwilliger Beiträge zu wenden. Haben doch die Physikalischen Berichte allein ein noch zu deckendes Defizit von 4,3 Millionen Mark im Jahre 1922 gehabt. Dazu hat die Papierbeschaffung für das neue Jahr neben den laufenden Ausgaben hohe einmalige Ausgaben erfordert.

Zu unserer großen Freude können wir mitteilen, daß unser Ruf nicht ungehört verhallt ist, sondern einen überraschend günstigen Erfolg gehabt hat. Auf vielfach geäußerten Wunsch unserer Mitglieder sehen wir davon ab, die einzelnen Zeichnungen zu veröffentlichen; es mag genügen mitzuteilen, daß, außer den in Leipzig gezeichneten Beträgen, die Sammlung bisher 521000 M. ergeben hat. Es ist ein Zeichen der großen Opferfreudigkeit unserer Mitglieder, daß allein bei der letzten Nachsitzung der Berliner Gruppe 50000 M. gesammelt worden sind.

Ganz besonders sind wir den uns nahestehenden Firmen und der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zu Dank verpflichtet. Es gingen uns von diesen bisher folgende Stiftungen zu:

Siemens & Halske und Siemens-Schuckert	1500000 M.
Karl Bamberg A.-G., Berlin-Friedenau	250000 „
Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft	200000 „
Osram Kommandit-Gesellschaft, Berlin, 1. Rate	100000 „
C. Lorenz Akt.-Ges., Berlin	50000 „
Koholyt A.-G., Berlin	20000 „
Antenna Berlin	10000 „
E. Leybold Nachfolger, Köln	20000 „
N. Nitzsche A.-G., Leipzig	10000 „
C. Reichert, Wien	20000 „
Watt A.-G., Wien	20000 „
	2200000 M.

Allen diesen Spendern und insbesondere den Firmen Siemens & Halske und Siemens-Schuckert sprechen wir unseren aufrichtigsten Dank für diese hochherzigen Spenden aus und wir begrüßen es mit besonderer Freude, daß unsere österreichischen Brüder in der eigenen Not noch Mittel zu unserer Unterstützung frei gemacht haben.

Das Gesamtergebnis beträgt somit bisher rund 2,7 Millionen Mark. Leider wird, so erfreulich dieses Ergebnis ist, das Geld in Anbetracht der enormen Kosten nicht hinreichend sein, und wir bitten daher alle unsere Mitglieder, weitere freiwillige Beiträge zu zeichnen sowie die uns nahestehenden Firmen um größere Stiftungen zu bitten, da es nur so möglich sein wird, unsere Zeitschriftenunternehmungen im vollen Umfange aufrecht zu erhalten und so einen wichtigen Beitrag zum Wiederaufbau der deutschen Wirtschaft zu liefern. Insbesondere wenden wir uns auch an unsere Ortsgruppen, in dieser Richtung energisch tätig zu sein. Jede Gabe ist willkommen.

Allen Spendern und Förderern unserer Gesellschaft sprechen wir auf diesem Wege unsern herzlichsten Dank aus.

Am 19. Februar 1923 wurde durch die Initiative von Herrn Bibliothekar Professor Dr. Tromsdorff die Ortsgruppe Göttingen unserer Gesellschaft gegründet. Den Vorsitz hat Herr Professor Dr. Reich übernommen. Wir begrüßen diese unsere jüngste Ortsgruppe und wünschen ihr eine gedeihliche Entwicklung.

Sitzungsberichte.

Sitzung am Montag, den 19. Febr. 1923, abends 7½ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Institutes der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr Klemperer: „Entwicklung und Stand des Segelfluges.

Sitzung am Freitag, den 2. März 1923, abends 7½ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Institutes der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr Polanyi: „Strukturuntersuchungen mittelst Röntgenstrahlen".

Sitzung am Freitag, den 16. März 1923, abends 7½ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Institutes der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr Ladenburg: „Die Grundlagen der Quantentheorie und ihre experimentelle Prüfung".

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. C. Alberti, Berlin:
Herr Richard Vieweg, Berlin-Charlottenburg, Guerickestraße 33 IV r. (P. T. R.).

Seitens des Herrn von Beeren, Mittweida:
Herr Dipl.-Ing. Rudolf Weigel, Dozent am Technikum Mittweida i. Sa., Schützenstraße 9.

Seitens des Herrn Dr. Borchardt, Mannheim:
Herr Ingenieur Emil Ritter, Ludwigshafen a. Rhein, Gartenweg 54.
Herr Dipl.-Ing. Ludwig Schimmer, Rohrbach b. Heidelberg, Schützenstraße 14b.
Herr Oberingenieur Friedrich Thies, Mannheim-Neuostheim, Paul Martinufer 50.



Seiteris des Herrn Dr. Georg Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr Referent Otto Leppin (Reichsschatzministerium Berlin W. 9, Königgrätzerstraße 122), Berlin SO. 16, Engelufer 27 I.

Seitens des Herrn Prof. Dr. E. Gehrcke, Berlin:
Herr Fabrikant Erich Ritter, Berlin-Wilmersdorf, Laubacherstraße 37.

Seitens des Herrn Oberingenieur Gundermann, Berlin:
Herr Erich Dickes, Berlin-Wilmersdorf, Motzstraße 50, Gartenhaus IV (Zeitschriftlieferung an die Inspektion für Waffen und Gerät, z. H. des Herrn Dickes).

Seitens des Herrn Prof. Herweg, Halle a. d. Saale:
Herr Dr. W. Kast, Halle a. d. Saale, Advokatenweg 44.

Seitens des Herrn Dr. Keiling, Halle a. d. Saale:
Herr Dipl.-Ing. Wilzow, Neu-Rössen bei Merseburg.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Martienssen, Kiel:
Herr Heinrich Vogl, Ingenieur bei der Firma Neufeld & Kuhnke, Kiel, Holtenauerstraße 136.

Seitens des Herrn cand. phys. F. Michelssen, Göttingen:
Herr cand. phys. Gerhard Jung, Göttingen, Düsterer Eichenweg 17 A.

Seitens des Herrn Dr. C. Müller, Berlin-Charlottenburg:
Herr Studienassessor Gutzeit, Naumburg a. d. Saale, Seminarstraße.

Seitens des Herrn Dr. Otto Reeb, Berlin-Treptow:
Herr Dr. Hans Georg Joseph, Berlin-Wilmersdorf, Jenaerstraße 17.

Seitens des Herrn Dr. Simon, Berlin:
Herr Dr. Ramspeck, in Fa. Telefunken, Berlin, Bendlerstraße 22 II l.

Seitens des Herrn Dr. Wilhelm Traub, Berlin NW. 87:
Herr Dr. Willi Statz, Physiker bei der Osram Ges. Berlin-Charlottenburg, Kaiserin Augusta-Allee 95.

Seitens des Herrn Dr. H. Wolff, Berlin:
Herr Kurt Moeger, Spandau, Apparatefabrik 5.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. F. Banneitz, Berlin W. 50, Neue Ansbacherstraße 2, jetzt Berlin-Charlottenburg 9, Soorstr. 89.
Herr Dr. Bernhard Boos, Gießen, Goethestraße 67, jetzt Köln-Mülheim, Fürstenstraße 30.
Herr Dr. v. Dechend, Hamburg, Obenborgfelde 57, jetzt Stuttgart, Gartenstraße 48.
Herr Dr. O. Eisenhut, Heidelberg, Klingenteich 15 B, jetzt Moltkestraße 33.
Herr Prof. Dr. Heinrich Faßbender, Berlin-Grunewald, jetzt Diag. 74, Nr. 1301 La Plata (Argentinien).
Herr Ernst Gundermann, Berlin SO. 16, Schmidtstr. 37, jetzt Nürnberg, Südd. Telephon-App.-Draht- und Kabelwerke A.-G. (I. K. D.), Allersbergerstraße 185.
Herr Dr. J. Hahn, Göttingen, Wiesenstraße 11, jetzt Rostock, Göbenstraße 22 II.
Herr Dr. Hans v. Helms, Göttingen, Untere Rasch 21, jetzt Berlin-Lichterfelde-Ost, Schillerstraße 9 I.
Herr Dr. Fr. Heinrich, Dortmund, Rheinischestraße 60, jetzt Dortmund, Kronprinzstraße 106.
Herr Dr.-Ing. Fritz H. Hellmuth, Berlin-Karlshorst, Krausestraße 24a, jetzt Berlin-Karlshorst, Auguste Viktoriastraße 37.
Herr Dr. Keiling, Halle a. d. Saale, Richard Wagnerstraße 34, jetzt Halle a. d. Saale, Geiststraße 35 II.
Herr O. Kleinmann, Heidelberg, jetzt Mannheim L. 13, 8.
Herr Dipl.-Ing. W. Kürbs, Stuttgart, Seestraße 112, jetzt Halle a. d. Saale, Glauchaerstraße 71 D III.
Herr Dipl.-Ing. M. Lapirow-Skoblo, Berlin, Lietzenburgerstraße 11, jetzt Moskau, Bolschaja Dmitrwka, Haus 9, Wohnung 25.
Herr Dr. Franz Lauster, Berlin-Oberschöneweide, jetzt Berlin-Baumschulenweg, Cecilienstraße 8.
Fräulein Dr. Ellen Lax, Charlottenburg, Leibnizstraße 18, jetzt Berlin-Tempelhof, Kaiser-Korso 97.
Herr Dr. Lotz, Berlin-Halensee, jetzt Berlin-Grunewald, Friedrichsruherstraße 32.
Herr Dipl.-Ing. Ludwig Müller, Brünn, Pragerstraße 61, jetzt Karlsruhe, Durlacher Allee 16.
Herr Dr. Otto Reeb, Berlin-Schmargendorf, Breitestr. 26, jetzt Berlin-Treptow, Am Treptower Park 52 I.
Herr Dipl.-Ing. Konrad Sanden, Berlin-Siemenstadt, Märkischer Steig 7, jetzt Berlin, Ritterstraße 8 II r.
Herr Ingenieur W. Schaller, Kiel, Lorensenstraße 43, jetzt Kiel, Gneisenaustraße 15.
Herr Dr. Hans Schimank, Hamburg, Lübeckertor 24, jetzt Hamburg, Mühlendamm 12.
Herr Dr. Seidel, Kiel, Wrangelstraße 45 prt., jetzt Kiel, Düsternbrookerweg 96.
Herr Dr. Seiferheld, Merseburg, jetzt Neu-Rössen, An der Gärtnerei 4.
Herr Dr. Friedrich Späte, Berlin W. 10, König Auguststraße 2, jetzt Berlin-Lichterfelde, Zehlendorferstraße 24.
Herr Dr. W. Spath, Jena, Sedanstraße 12, jetzt Ziegenmühl a. d. Saale, Papiermühle.
Herr Dipl.-Ing. Richard Swinne, Berlin-Friedenau, Bachestraße 12, jetzt Berlin-Zehlendorf, Miliwowskistr. 36.
Herr Dr. phil. Franz Wever, Vorsteher am Kaiser Wilhelm-Institut für Eisenforschung, Düsseldorf, Yorkstraße 3, jetzt Düsseldorf, Cecilienallee 65.

Austrittserklärungen.

Herr Geh. Bergrat G. Kast, Halle a. d. Saale, Advokatenweg 44.
Herr Studienrat Martin Rohrberg, Leipzig, Könneritzstraße 25.
Herr Bergwerksdirektor Dipl.-Ing. O. Scharf, Halle a. d. Saale, Platanenstraße 3.

Verstorben.

Herr Dr.-Ing. Ludwig Gümbel, Professor an der Technischen Hochschule Charlottenburg.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Kiel.

Sitzung am Freitag, den 9. Februar 1923.

1. Geschäftliches.
2. Vortrag des Herrn Dr. Späth: „Experimentelles über das Telephon".

Sitzung am Freitag, den 2. März 1923, abends 8½ Uhr, Seeburg.

Vortrag des Herrn Dr. Nielsen: „Die Entstehung der Ozeane und Kontinente nach Wegener".

gez. Prof. Martienssen.

Ortsgruppe Leipzig.

Sitzungsbericht.

Dienstag, den 27. Februar 1923, abends ½8 Uhr, im Hörsaal des Theoretisch-physikalischen Instituts, Linnéstraße 5

Vortrag des Herrn Fritz Kohl: „Physikalisches aus der Elektromedizin". Der Vorstand.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1923 **Vierter Jahrgang** **Nr. 4**

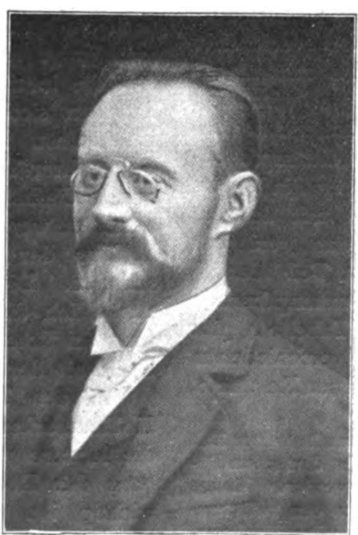
INHALT:



M. Planck.

Max Planck, geboren 1858 in Kiel, der Schöpfer der Quantentheorie, studierte in München und Berlin, wurde 1885 a. o. Professor in Kiel und trat 1889 sein Lehramt an der Universität Berlin an, wo er die Leitung des Instituts für theoretische Physik übernahm und 1894 Mitglied der Akademie der Wissenschaften wurde. Planck hat vorwiegend auf dem Gebiete der Wärmelehre gearbeitet; seine „Vorlesungen über Thermodynamik" (1897) und „Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung" (1906) sind weltbekannt geworden. Für die Lichttechnik wurden seine Forschungen bedeutungsvoll, insofern sie der Theorie der Hohlraumstrahlung gelten. Sie führten ihn schließlich, davon ausgehend, daß die Energie sich auf eine endliche Anzahl von Resonatoren nicht in unendlich mannigfacher Weise verteilt, sondern in bestimmten, der Schwingungszahl des Resonators proportionalen Quanten abgegeben wird, zu einer Gleichung, welche die Beobachtung der Hohlraumstrahlung für alle Wellenlängen einwandfrei darstellt.

Carl Auer von Welsbach, geboren 1858 in Wien, ist durch seine für die Gasbeleuchtung bahnbrechende Erfindung des Gasglühlichtes berühmt geworden. Er studierte bei Bunsen in Heidelberg Chemie und wandte sich auf dessen Rat den seltenen Erden zu. Die Beobachtung der strahlenden Grünglut der Erbinerde beim Erhitzen in der Bunsenflamme brachte ihn auf den Gedanken, das hohe Lichtemissionsvermögen der seltenen Erdoxyde beleuchtungstechnisch zu verwerten. Von diesem Plan bis zur Idee des „Glühstrumpfes", dessen erste Ausführungsformen hauptsächlich aus Lanthanoxyd und Zirkonoxyd bestanden (1885) führte ein langer, mühevoller Weg. Den entscheidenden Fortschritt hinsichtlich Ökonomie, annehmbarer Lichtfärbung und Festigkeit brachte aber erst, im Jahre 1891, der aus Thoroxyd mit etwa 1 % Ceroxyd bestehende Strumpf. Das hohe Leuchtvermögen des Auerbrenners war Gegenstand zahlreicher Theorien, bis die Arbeiten von Le Chatelier, von Nernst und Bose, endlich die klassische Untersuchung von Rubens (1905) das Vorliegen selektiver Temperaturstrahlung sicherstellten. Späteren Arbeiten Auers verdankt die Technik die Osmiumglühlampe.



C. Auer von Welsbach.



W. Wien.

Wilhelm Wien, dessen Name und Forschertum mit demjenigen Plancks durch die „Wien-Plancksche" Strahlungsgleichung verknüpft sind, stammt aus Ostpreußen und ist 1864 geboren. Er studierte in Göttingen, Heidelberg und Berlin, assistierte hier bei Helmholtz und wurde 1897 a. o. Professor der Physik in Aachen. Nach kurzer Lehrtätigkeit dort und in Gießen ging er 1900 nach Würzburg, wo er lange Zeit gelehrt und geforscht hat, um schließlich im Jahre 1920 nach Ausscheiden Röntgens dessen Lehrstuhl in München zu übernehmen. Aus Wiens vielseitigem Arbeitsgebiet greifen wir hier die für die Lichttechnik wichtigen Untersuchungen über die Energieverteilung im Spektrum des schwarzen Körpers heraus. Berühmt wurde sein klassisch einfaches „Verschiebungsgesetz", wonach das Produkt aus der Wellenlänge maximaler Intensität und der Temperatur eine Konstante ist. Im übrigen hat Wien auch zahlreiche hervorragende Arbeiten über Kanalstrahlen und über die Lichtemission durch das bewegte Atom ausgeführt, ein Feld, das ihn auch heute noch lebhaft beschäftigt.

F. Schröter.

Über Bogenlampen mit erhöhter Flächenhelligkeit.

Von Georg Gehlhoff.

(Vorgetragen in der Hauptversammlung zu Berlin am 7. November 1919.)

(Fortsetzung und Schluß.[1])

7. Die weitere Entwicklung der Becklampe.

a) Weitere Steigerung der Flächenhelligkeit.

Die Anwendung schwer verdampfbarer Metalloxyde als Zusätze zu den Bogenlampenkohlen ermöglichte, wie in dem vorhergehenden Abschnitt[2]) gezeigt ist, eine Steigerung der Flächenhelligkeit des Kraters auf etwa das Siebenfache der Flächenhelligkeit des normalen Bogenlampenkraters. Die neuen Kohlen Marke RO und SO zeichneten sich dabei auch durch relativ flache Krater gegenüber den alten Beckkohlen aus, was scheinwerfertechnisch günstig ist.

Sämtliche Krater sind außerordentlich regelmäßig ausgebildet, was in der Hauptsache auf den ruhigen Brand des Lichtbogens und auf die Rotation der Kohlen zurückzuführen ist.

Man ist überrascht, daß sich bei der flachen Kraterbildung eine ebenso große Flächenhelligkeit wie bei der tiefen ergibt. Das beruht offenbar darauf, daß bei beiden das Übergreifen des Lichtbogens, die Ausbreitung des Kraters verhindert ist, so daß die Basis des Stromaustritts zusammengehalten und die Stromdichte sehr groß wird und daß Stromdichte und als ihre Folge hoher Anodenfall das intensive Leuchten der Metalldämpfe bewirken. Im übrigen ist ja ein kleiner Einfluß zu bemerken, derart, daß die Kohlen mit flachem Krater bei gleicher Belastung etwas geringere Flächenhelligkeit besitzen, was zum Teil hierauf, zum Teil auf die etwas schwerere Verdampfbarkeit der Oxyde zurückzuführen ist. Die Tabelle 4 gibt eine Zusammenstellung der mit den verschiedenen Belastungen und Stromdichten erhaltenen Resultate.

[1]) Der folgende Teil dieses Berichtes mußte seiner Zeit in Rücksicht auf die zweifelhafte Lage des deutschen Patentanmelders in Amerika zurückgestellt werden. Einige kleine Änderungen und Ergänzungen haben den zwischenzeitlichen Ergebnissen Rechnung getragen. Der Verfasser.

[2]) Zeitschr. f. techn. Physik 1 (1920), S. 47.

Tabelle 4.

Kohlen-Durchm. mm	Docht-Durchm. mm	Amp.	a) Gesamt mm²	b) Mantel mm²	Amp./mm² a	Amp./mm² b	abs. schwarze Temperatur	Flächenhelle HK/mm²
36,5	10,0	150	1045	966	0,14	0,16	2773	180
16,0	8,0	150	201	151	0,75	0,99	4572	703
16,0	8,0	150	201	151	0,75	0,99	4320	501
16,0	8,0	200	201	151	0,99	1,32	4870	1000
16,0	8,0	225	201	151	1,12	1,50	5110	1260
18,5	9,0	200	269	205	0,75	0,98	4580	710
18,5	9,0	300	269	205	1,11	1,46	5045	1200

Leitvermögen			
Leitvermögen	R Mantel	155	für 1 cm³ in Rotglut bei Betriebstromstärke 150 Amp.
„	O Docht	181	
„	DO „	143	
„	Blaukreuz „	95[1])	
„	Argos Mantel	139[1])	

b) Spektrale Verteilung der Flächenhelligkeit.

Mit dieser Kohle ergaben sich nun gleichzeitig weitere Erfolge. Es war militärischerseits eine Steigerung der Rothelligkeit gewünscht, da zwar einerseits das intensiv blaue Licht des Beckscheinwerfers ihn zum Blenden vorzüglich geeignet machte, andererseits aber geltend gemacht wurde, daß blaues Licht von der Luft stärker absorbiert wird, als rotes Licht. Es sei hier kurz erwähnt, daß eingehende Absorptionsmessungen bei uns und auch an anderer Stelle diese Ansicht nicht gerechtfertigt haben. Es ist durchaus zweifelhaft, daß die in niederen Luftschichten absorbierenden Teilchen sich genau so verhalten, wie die reine Luft selbst. Dunst, Staub, Nebel, Regen und die Größe ihrer Teilchen können vollkommen verschiedenen Einfluß haben, worüber später ausführlicher berichtet werden soll. Immerhin konnte eine Erhöhung der Rothelligkeit zum mindesten nicht schaden. Die Figuren 25 und 26 ergeben nun tatsächlich die gewünschte Flächenhelligkeitssteigerung im Roten (650 $\mu\mu$) auf das 4fache der Rothelligkeit der normalen Bogenlampe.

In den Figuren sind die Kurven für zwei Kohlenmarken, RO und RDO, gegeben, von denen die letztere vor allem im Hinblick auf die Steigerung der Rothelligkeit gerade im äußersten Rot wichtig ist. Außerdem hat diese Kohle den

[1]) Alte Becklampe.

Vorzug höherer Überlastbarkeit, so daß sie mit 16 mm Durchmesser bis 250 Amp. gut verwendbar ist. Im übrigen ist sie jedoch der Kohlenmarke RO unterlegen, wie die weitere Betrachtung der Kurven lehrt. Die letztere besitzt nämlich ein sekundäres Maximum gerade im Gebiete größter Augenempfindlichkeit, was gewiß nur von Vorteil ist.

Ganz gewaltig ist die Steigerung der Flächenhelligkeit im Blauen, die auf mehr als das 11fache steigt. Es ist ersichtlich, daß das Licht wesentlich weißer als das der normalen Bogenlampe ist und im Vergleich zu diesem bläulich erscheint. Dies ist die notwendige Folge der Temperatursteigerung.

Im übrigen bedarf der Vergleich dieser Kurven mit denen der alten Becklampe keines weiteren Kommentars, da der erzielte Erfolg in die Augen springt.

c) Fortlassen der Gasumspülung und Verminderung der Abbrandgeschwindigkeit der Kohlen.

Die Leuchtgasumspülung erwies sich als notwendig, um die das „Übergreifen" des Lichtbogens hindernden Wirkungen zu verstärken, und hatte gleichzeitig einen günstigen Einfluß auf die Abbrandgeschwindigkeit. Diese war mit 5,0 mm/Minute trotz der Gasumspülung immer noch so groß, daß für den geforderten etwa zweistündigen Betrieb unter Berücksichtigung einiger Sicherheit und des im Kohlenhalter zurückbleibenden Endes die Kohlenlänge 110 cm betrug, so daß die Fabrikation der Kohlen hinsichtlich Gleichmäßigkeit, Geradheit, Ausschuß usw. sehr schwierig, noch schwieriger ihr Transport und ihre Handhabung war; auch wurde, wie weiter unten im technischen Teil noch ausgeführt wird, die Konstruktion des Scheinwerfers durch die Kohlenlänge beeinflußt, insofern als die Kohle durch das Abschlußglas herausragte und hier durch ein Schutzrohr gesichert war, das beim Transport und Betrieb des Scheinwerfers ständig der Gefahr des Abbrechens unterworfen war.

Wenn es also aus diesen Gründen wünschenswert war, die Abbrandgeschwindigkeit der Kohlen weitgehend zu vermindern, so wurde die Aufgabe

Spektrale Verteilung der Flächenhelle
Flächenhelle der Homogenkohle (alle Wellenlängen = 1 gesetzt)

Fig. 25.

Spektrale Verteilung der Flächenhelle
Flächenhelle der Homogenkohle (alle Wellenlängen = 1 gesetzt)

Fig. 26.

dadurch erschwert, daß gleichzeitig unbedingt danach gestrebt werden mußte, die Gasumspülung zu beseitigen, die trotz des automatisch wirkenden Ventils Anlaß zu Explosionen geben konnte und die vor allem Nachschubschwierigkeit brachte. So hingen diese beiden Fragen zum Teil voneinander ab.

Die Untersuchungen hatten ergeben, daß es notwendig und genügend ist, die bis zur Rotglut überlastete Kohle vor Oxydation zu schützen. Die Lösung wurde nach mannigfachen Fehlschlägen in überraschender Weise darin gefunden, daß über das aus dem Kohlenhalter herausragende Ende der Kohle ein Rohr aus feuerfestem Material, z. B. geschmolzenem Quarz geschoben wird, das wegen der notwendigen Rotation der Kohle und in Rücksicht auf Ungeradheiten der Kohle weiter als der Durchmesser der Kohle sein muß. Die Kohle erzeugt dann durch oberflächliche Oxydierung Kohlenoxyd, das sich in dem Quarzrohr hält, und erzeugt sich so selber den schützenden Gasmantel. Die Wirkung ist eine ganz überraschend gute, gleichgültig, in welcher Lage die Kohle brennt.

Diese einfache Lösung gewährte nun gleichzeitig einen doppelten Erfolg: sie bewirkte eine Herabsetzung der Abbrandgeschwindigkeit der Kohle, wie die Tabelle 5 zeigt.

Tabelle 5.

Kohlenmarke	Abbrandgeschwindigkeit ohne Gas	mit Gas	mit Quarzrohr	Stromstärke
	mm/Min.	mm/Min.	mm/Min.	Amp.
Blaukreuz	5,5	5,0	4,4	140

Mantel . . . 16 mm Durchmesser
Docht . . . 8 mm Durchmesser.

Diese Versuche befriedigten aber noch nicht vollständig. Ergänzt wurden sie dadurch, daß die Kohlen, die die Metallsalze in Form von Oxyden enthalten, infolge der schwereren Verdampfbarkeit dieser an und für sich geringeren Abbrand hatten und in Kombination mit dem Quarzschutzrohr sehr niedrige Abbrandziffern aufwiesen (Marke RO und RDO), die selbstverständlich bei den hohen Stromstärken von 200 Amp. und darüber höher waren. Wir gingen aber noch einen Schritt weiter, indem wir einen Teil des Schutzes in den Kohlenmantel verlegten, derart, daß diesem schwer verbrennbare resp. verdampfbare Stoffe zugesetzt wurden, die nach oberflächlicher Verbrennung der Kohle diese wiederum gegen weitere Verbrennung schützten (Marke SO), und das, trotzdem ihr Widerstand und damit ihre Temperatur höher war. Was schließlich erreicht wurde, zeigt Tabelle 6.

Man sieht, daß im günstigsten Falle (Kohle

Tabelle 6.

Kohlenmarke	Durchmesser	Abbrandgeschwindigkeit in mm/Min. $J = 150$	200	225 Amp.
Normale Kohle	36,5 mm	1,6	—	—
Blaukreuz	16 „	4,4*)	—	—
RO . . .	16 „	2,5	7,0	8,5
RDO . .	16 „	3,0	6,0	7,5
SO	16 „	2,2	5,2	—

*) 140 Amp.

SO) die neue Kohle einen nur um 37,5 % größeren Abbrand hat als die normale Kohle, obwohl die Querschnitte sich wie 1 : 5,2 oder unter Berücksichtigung des 8 mm starken sehr schlecht leitenden Dochtes der SO-Kohle wie 1 : 7 verhalten; in dem gleichen Verhältnis stehen natürlich auch die Querschnittsbelastungen.

Die Folge dieser äußerst günstigen Resultate war nun, daß die Kohlenlänge von 110 cm auf 65 cm verkürzt und das Kohleschutzrohr außerhalb des Scheinwerfers fortgelassen werden konnte, und daß Fabrikation und Handhabung der Kohlen ganz wesentlich bequemer wurden.

Das alles wurde unter gleichzeitigem Fortfall der technisch sehr lästigen Leuchtgasumspülung erzielt, so daß von jetzt ab die Goerz-Beck-Lampe resp. der Goerz-Beck-Scheinwerfer sich hinsichtlich seiner Bedienung inbezug auf die Kohlen in nichts vom normalen Scheinwerfer unterscheidet, seine Vorzüge nach Fortfall aller störenden Nebenumstände voll zur Geltung kommen und ihm nunmehr weiteste Anwendungsmöglichkeit sichern. Daß der Fortfall der Gasumspülung und ihre Ersetzung durch das Schutzrohr nicht den geringsten Einfluß auf die Kraterbildung ausübt, zeigt ein Vergleich der Figuren 19 und 24.

d) Einfluß des Dochtdurchmessers auf die Flächenhelligkeit.

Von wesentlichem Einfluß auf die Flächenhelligkeit bei einer bestimmten Belastung ist das Verhältnis zwischen Dochtdurchmesser zum Gesamtdurchmesser. Ursprünglich hatte der Docht einen Durchmesser von 8 mm bei 16 mm Kohlendurchmesser. Eine genauere Untersuchung der Verhältnisse zeigte, daß bei der damaligen Belastung von 150 Amp. dies tatsächlich das günstigste Verhältnis ist, daß aber bei höherer Belastung ein größerer Dochtdurchmesser, d. h. geringerer Mantelquerschnitt und größerer Dochtquerschnitt, günstiger ist. Dies veranschaulicht Fig. 27, aus welcher man ersieht, wie sich bei steigender Belastung das Maximum der Flächenhelligkeit nach der Seite größerer Dochtdurchmesser verschiebt.

Sämtliche in dieser Arbeit angegebenen Zahlen beziehen sich auf eine Kohle von 16 mm Manteldurchmesser und 9 mm Dochtdurchmesser, soweit nicht etwas Anderes angegeben ist.

Abhängigkeit der Flächenhelligkeit vom Dochtdurchmesser bei verschiedener Belastung,

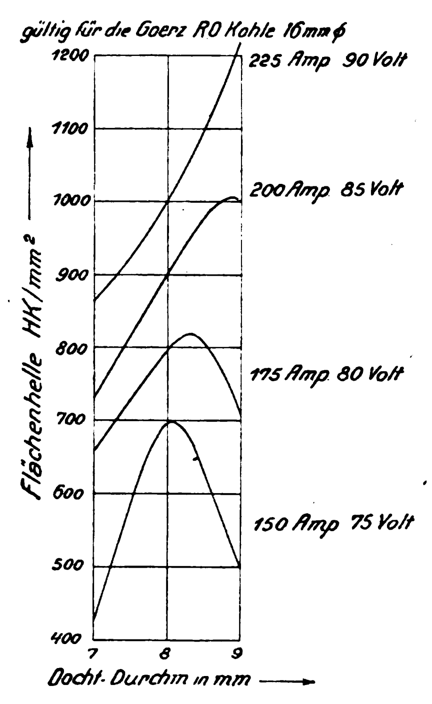


Fig. 27.

e) Goerz-Beck-Lampe für 300 Amp.

Es ist bekannt, daß eine normale Bogenlampe von 200 Amp. Strombelastung schon recht prekär ist und daß mit normalen Kohlen über 200 Amp. hinauszugehen nicht angängig ist. Aus den vorigen Abschnitten geht schon hervor, daß man bei der G.-B.-Lampe ohne besondere Schwierigkeit über 200 Amp. auf 225, ja auf 250 Amp. gehen kann, trotz Verwendung von Kohlen mit nur 16 mm Manteldurchmesser. Es gelingt nun ohne weiteres, die Belastung noch höher zu treiben, wobei vorausgeschickt werden muß, daß wir bei unseren Versuchen nur bis an die Grenze der uns zur Verfügung stehenden Energie, nämlich 300 Amp. bei 110 Volt, gehen konnten. Die Kohlen für eine 300 Amp.-Lampe, die wir in dem neuen 2 m-Scheinwerfer verwendeten, haben einen Außendurchmesser von nur 18,5 mm gegen 38,5 mm Durchmesser der Kohlen der zu dem gleichen Scheinwerfer zugehörigen normalen Bogenlampe von 200 Amp. Natürlich wird auch diese Lampe ohne Gasumspülung gebrannt. Sie brennt vollkommen ruhig und gleichmäßig und ohne besondere Maßnahmen. Dabei ist die Flächenhelligkeit dieser Lampe mit über 1200 HK/mm² gleichfalls weiter gesteigert, so daß dies ebenfalls die siebenfache Flächenhelligkeit gegenüber der der normalen Bogenlampe mit 180 HK/mm² bedeutet. Es läßt sich jedoch schon jetzt voraussagen, daß damit weder hinsichtlich der Strombelastung noch hinsichtlich der Flächenhelligkeit die obere Grenze erreicht wäre, deren Verschieben nach oben hin lediglich durch die zur Verfügung stehenden technischen Mittel ein Ziel gesetzt wurde.

f) Die Lichtverteilungskurve der Beck-Lampe und der Goerz-Beck-Lampe.

Bei der Beurteilung der Lichtverteilungskurve ist zu berücksichtigen, daß der Öffnungswinkel der Scheinwerferspiegel rund 120° beträgt. Nur dieser Raumwinkel der Lichtausstrahlung wird ausgenutzt. Auch in Rücksicht hierauf ist die G.-B.-Lampe der normalen Bogenlampe überlegen. In der Fig. 28 gibt die innere Kurve die bekannte, schmetterlingsähnliche Lichtverteilungskurve der normalen Bogenlampe wieder, wobei die Lücke von der Abschattung des positiven Kraters durch die negative Kohle herrührt, während das nach rückwärts gestrahlte Licht von der rotglühenden Außenseite der positiven Kohle, vom Lichtbogen und von der negativen Kohle herrührt. Bei einer Lampe mit freistehendem Krater würde sich diese Figur nach unten durch eine flache (punktierte) Kurve ergänzen. In Wirklichkeit wird die Spiegelmitte abgeblendet und trägt nicht zum Scheinwerferlicht bei.

Am idealsten wäre natürlich eine Lichtquelle, die nur in 120° Öffnung Licht ausstrahlen würde. Immerhin zeigt die Lichtverteilungskurve der Becklampe bzw. der G.-B.-Lampe, daß sie wesentlich günstiger in dieser Beziehung als die normale Lampe ist, da bei der G.-B.-Lampe in einem etwa 80° breiten Bereich die Lichtverteilungskurve stark ausgebaucht ist, ganz abgesehen davon, daß die Abschattung durch die negative Kohle fehlt, die, wenn sie auch in einem Teil des unteren Spiegels wirksam wird, infolge der größeren Bogenlänge weniger ausmacht und bei der tieferen Stellung des negativen Kohlenhalters im ganzen geringer ist.

Es ist zweifellos, daß diese im Scheinwerfer günstigere Form der Lichtverteilungskurve der G.-B.-Lampe mit der Kraterbildung zusammenhängt, da bei der tieferen Kraterbildung die Kraterwände den Austritt des Lichtes nach der Seite verhindern, was noch vollständiger in Erscheinung treten würde, wenn die leuchtende Metalldampfschicht ausschließlich auf das Innere des Kraters beschränkt wäre.

Es wird bei näherer Betrachtung der Figur auffallen, daß die Lichtstärke der G.-B.-Lampe in Richtung der Normalen auf dem Krater über 2,5 mal so groß ist wie die der normalen Bogen-

lampe. Das besagt, daß die Steigerung der Flächenhelligkeit mit einer Steigerung der Lichtstärke verbunden ist. Was das bedeutet, darauf soll später noch näher eingegangen werden.

g) Überwindung der Kontaktschwierigkeiten.

Wir dürfen diese Ausführungen nicht schließen, ohne noch eines weiteren wesentlichen Punktes zu erwähnen, der für die Erreichung all dieser Fortschritte von Bedeutung war, nämlich die Beseitigung von Kontaktschwierigkeiten infolge der Notwendigkeit der Rotation der Kohle. Es war schon gesagt worden, daß zunächst die Kontakte ganz erhebliche Schwierigkeiten schon bei 150 Amp. Belastung geboten hatten, derart, daß die Kontakte sehr bald zerstört wurden und Veranlassung zum Festsitzen der Kohle gaben. Wurde dies in erster Reihe auf ihre Erhitzung durch die bis zur Rotglut überlastete Kohle zurückgeführt, so erkannten wir nach Ersetzen der Messing- resp. Kupferkontakte durch Silberkontakte und bessere Anordnung dieser bald, daß daneben der Stromübergang noch eine wesentliche Rolle spielte, der bei der großen Stromdichte schnelles Ausbrennen der Kontakte bewirkte, um so mehr, als abgeschliffenes Kohlepulver den Übergangswiderstand noch vergrößerte und Funkenbildung veranlaßte, so daß erst nach Abhilfe dieses Übelstandes überhaupt erst an Steigerung der Stromstärke gedacht werden konnte. Auch hierfür fanden wir eine einfache Lösung, die darin bestand, daß die Kohlen mit Graphit überzogen (eingerieben) werden, das als Schmiermittel wirkt und gleichzeitig wegen seiner glatten Oberfläche den Kontakt verbessert. Mit diesen graphitierten Kohlen ist es möglich, in ein und demselben Kohlenhalterkopf die Kohlen mit 150 bis 250 Amp. Belastung im Dauerbetrieb zu brennen, ohne daß Störungen eintreten. Darüber hinaus (für die 300 Amp.-Lampe) müssen die Kontakte zweckmäßig vergrößert werden, was bei dem von 16 auf 18,5 mm vergrößerten Durchmesser nur in beschränktem Grade möglich ist; jedoch ergeben sich auch bei dieser Lampe keine Schwierigkeiten, so daß diese Frage für alle in Betracht kommenden Stromstärken einwandfrei gelöst ist.

h) Vergleich der Goerz-Beck-Lampe mit der Druckbogenlampe.

Bei der Bogenlampe unter Druck war den Beobachtungen über ihre praktische Verwertbarkeit ein Druck von 6 Atmosphären zugrunde gelegt. Bei diesem Druck ist mit einer Flächenhelligkeit von rund 1200 HK/mm² (im günstigeren Falle der Kurve II, siehe Figuren 7 und 8) zu rechnen. Die gleiche Flächenhelligkeit ist nun von der G.-B.-Bogenlampe auf ganz anderem Wege erreicht, ohne daß diese Lampe (nach ihren Verbesserungen gegenüber der alten Becklampe) irgendwelche Komplikationen oder technische Schwierigkeiten im Verhältnis zur normalen Bogenlampe besitzt.

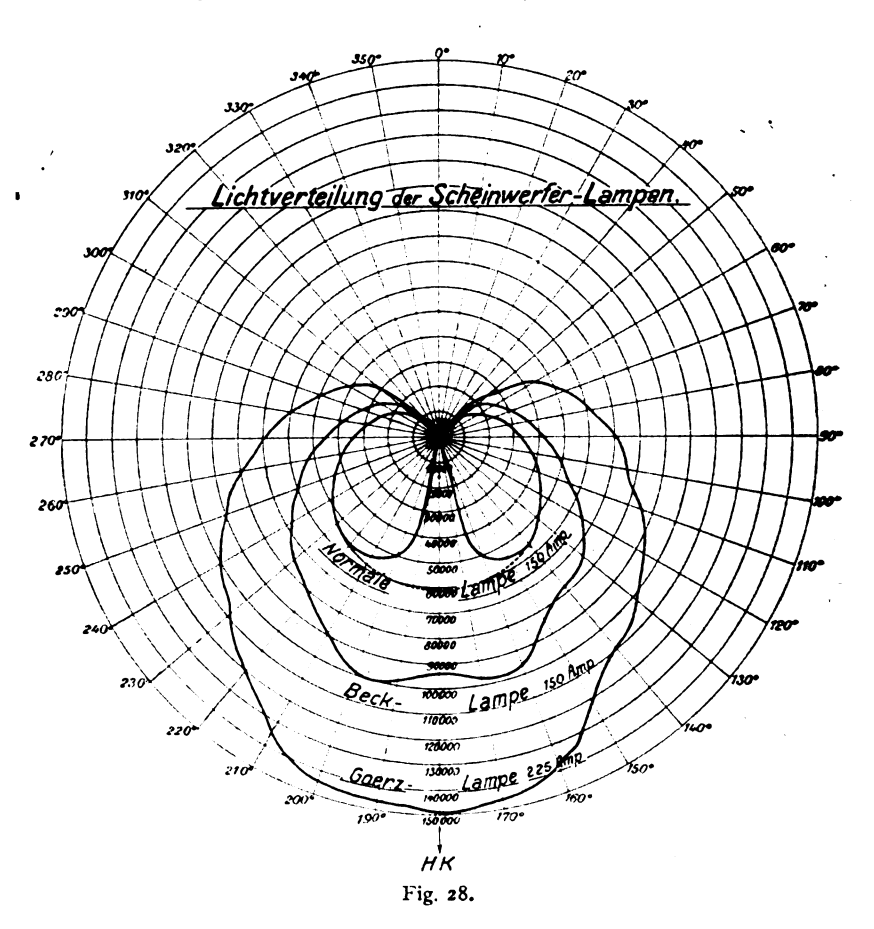


Fig. 28.

Wie bei dieser, haben wir eine vollkommen frei brennende Bogenlampe vor uns, deren Licht ohne äußere Begrenzung nach allen Seiten bis 180° und darüber strahlt; Kohlenwechsel, Betrieb und Wartung erfordern keine größere Aufmerksamkeit oder Mühe als bei der normalen Bogenlampe; irgendwelche besondere Schädigungen von Lam-



pen- oder Scheinwerferteilen treten nicht auf. Die Bedingungen für Betriebsstörungen sind nicht ungünstiger. Die Strom- und Spannungsverhältnisse

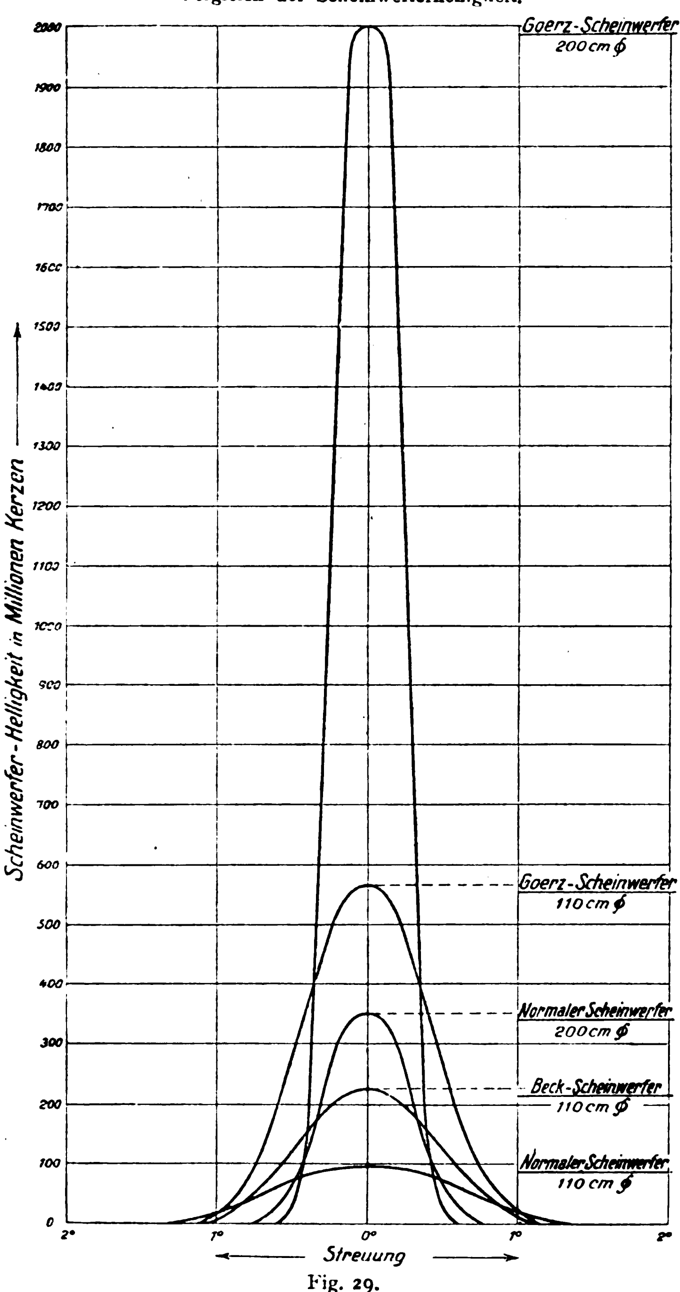


Fig. 29.

sind bei mittlerer Überlastung dieselben, wie die der normalen. Überdies hat man den Vorzug, eine nach Flächenhelligkeit bzw. Scheinwerferhelligkeit variable Lichtquelle zu besitzen, was bei der normalen Bogenlampe ausgeschlossen ist. Jedes Beiwerk oder jede üble Begleiterscheinung ist verschwunden, ein typisches Beispiel dafür, wie man auf einem Umweg über das Komplizierte allmählich zum technisch Einfacheren und Vollkommeneren gelangt. Physikalisch wurde dies unter Auswertung eines neuen Effekts und der bei der Untersuchung dieses erhaltenen Ergebnisses, technisch durch Zurückführung auf die Kohlenfrage und einfache Lösung dieser erreicht. Der einzige Unterschied — abgesehen von der allgemeinen Konstruktion — besteht darin, daß bei der G.-B.-Lampe die positive Kohle zwecks guter Kraterbildung gedreht werden muß, was übrigens bei der normalen Bogenlampe zwecks guter Kraterbildung auch schon angewandt wurde[1]; besondere Schwierigkeiten bringt dies aber trotz der dünnen, hoch überlasteten Kohlen nicht mit sich. Vergegenwärtigt man sich dagegen die bei einer unter Druck zu brennenden Bogenlampe unweigerlich eintretenden Komplikationen und technischen Schwierigkeiten, wie sie bei Besprechung der Druckbogenlampe schon erläutert wurden, so wird von vornherein der Vergleich zugunsten der neuen Lampe ausfallen, die überdies — aller Wahrscheinlichkeit nach — noch weitere Entwicklungsmöglichkeiten bietet.

i) Die Helligkeit der Scheinwerfer.

Die durch Becks Erfindung und unsere Verbesserungen erzielten Fortschritte werden am schlagendsten durch die Zusammenstellung der erreichten Scheinwerferhelligkeiten charakterisiert (siehe Fig. 29). Zur Zeit des Beginns unserer Untersuchungen verfügte man für große Reichweiten über drei Typen von Scheinwerfern: den 110 cm-Scheinwerfer mit normaler Bogenlampe bzw. Becklampe, erstere mit 150 Amp. und 76 Volt, letztere mit 140 Amp. und 83 Volt, und den 2 m-Scheinwerfer mit normaler Bogenlampe mit 200 Amp. und 85 Volt. Der normale 110 cm-Scheinwerfer besitzt im Maximum eine Helligkeit[2]) von 95 Millionen Kerzen (alle Helligkeiten verstehen sich gemessen in großer Entfernung und bezogen auf die Luftdicke Null); der normale 2 m-Scheinwerfer hat eine maximale Helligkeit von 350 Millionen Kerzen.

[1]) Körting & Mathiesen, D. R. P. 277 269 vom 10. November 1912.

[2]) Über die Messung der Helligkeit von Scheinwerfern siehe: 1. G. Gehlhoff, Über das Photometrieren von Scheinwerfern. Zeitschr. f. Beleuchtungswesen, XXV, Heft 7/8, 1919. 2. G. Gehlhoff u. H. Schering, Über das Photometrieren von Scheinwerfern, Zweite Mitteilung. Ebenda, Heft 17/18, 1919.

Zwischen beiden liegt der 110 cm-Beck-Scheinwerfer mit 140 Amp.-Lampe mit einer Helligkeit von 225 Millionen Kerzen. Der Betrieb des 2 m-Scheinwerfers mit dieser Lampe kam nicht in Betracht, da die Streuung für praktische Bedürfnisse viel zu klein geworden wäre.

Es bedeutete einen großen Sprung vorwärts, als es gelang, Betriebsstromstärke und gleichzeitig Flächenhelligkeit ganz bedeutend zu steigern. So brachte die mit 225 Amp. betriebene G.-B.-Lampe mit siebenfacher Flächenhelligkeit dem 110 cm-Scheinwerfer mit 560 Millionen HK eine Helligkeit, die mit einem Schlage um 210 Millionen Kerzen, d. h. um 60% über die des bis dahin hellsten Scheinwerfers, des normalen 2 m-Scheinwerfers, hinausging und ihn an Güte der Streuung dabei gleichfalls wesentlich überholte, ohne daß der Energiebedarf erheblich größer gewesen wäre (um 12,5%). Berücksichtigt man daneben noch die Gewichtsverhältnisse — der 110 cm-Scheinwerfer wiegt ca. 950 kg, der 2 m-Scheinwerfer ca. 5000 kg —, so ist klar, daß damit nicht nur dem normalen 110 cm-Scheinwerfer, sondern überhaupt jedem mit normaler Bogenlampe betriebenen Scheinwerfer das Todesurteil gesprochen ist, soweit nicht die durch den aufsteigenden Bogen bedingte „Vorfeldbeleuchtung" hindernd wirkt, was aber für die meisten Verwendungszwecke nicht mehr in Betracht kommen dürfte.

Es ist bemerkenswert, daß der 110 cm-Scheinwerfer mit der G.-B.-Lampe mit 7 facher Flächenhelligkeit selbst dann noch den normalen 110 cm-Scheinwerfer an Helligkeit weit übertreffen würde, wenn man durch besondere Mittel (Defokusieren, Streugläser usw.) ihre Streuungen gleich machen würde, da sich die Kraterflächen wie 1:3, die Flächenhelligkeiten aber wie 1:7 verhalten.

Daß das Verhältnis der Flächenhelligkeiten bei den Scheinwerferhelligkeiten nicht voll zum Ausdruck kommt, liegt eben daran, daß wir es bei der Beck- bzw. G.-B.-Lampe mit einem strahlenden Volumen, bei der normalen Bogenlampe mit einer strahlenden Fläche zu tun haben.

Ganz gewaltig ist, wie zu erwarten, der Lichteffekt der neuen Lampe mit 300 Amp. in Kombination mit dem 2 m-Spiegel: Die maximale Helligkeit beträgt **2 Milliarden Kerzen**, eine Lichtkonzentration, für die jedes Vorstellungsvermögen fehlt, wenn man sie nicht an Hand praktischer Beispiele unserer Vorstellung näher bringt.

Hierfür sollen zwei gegeben werden, wobei wir den Scheinwerfer in Beziehung zu kosmischen Lichtquellen setzen. Die Beleuchtungsstärke des im Zenith stehenden Vollmondes kann zu rund 0,1 Lux angenommen werden. Die gleiche Beleuchtungsstärke würde der Scheinwerfer in klarer Luft mit 10% Absorption auf 1 km in rund 30 km Entfernung ergeben; d. h. in dem Lichte des Scheinwerfers mit 2 Milliarden Kerzen könnte man in rund 30 km Entfernung noch bequem lesen, Straßenbeleuchtung sparen usw. Das beleuchtete Feld hätte einen Durchmesser von rund 600 m, d. h. bereits die Größe eines ganz ansehnlichen Ortes, allerdings mit dem Nachteil einer ganz einseitigen Beleuchtung.

Derselbe Scheinwerfer würde, in der Entfernung des Mondes aufgestellt und den Weltraum außerhalb unserer Atmosphäre absorptionslos vorausgesetzt, noch eben mit bloßem Auge als Stern 6. Größe sichtbar sein. Somit wäre die Lichttelegraphie im Weltraum in den Bereich praktischer Möglichkeit gerückt, falls auf dem Monde — nach unserer Kenntnis vom Monde eine Utopie — lebende Wesen mit Augen von unserer Empfindlichkeit wären. Für die Telegraphie nach dem Mars müßte man allerdings mit starken Fernrohren auf der Empfangsstation rechnen.

Jedenfalls findet man uns jetzt gerüstet, falls uns plötzlich Lichtsignale von einem unserer nächsten Nachbarn anrufen sollten.

8. Die technische Ausführung der Goerz-Beck-Lampe für Scheinwerfer.

Die technische Ausführung und der konstruktive Ausbau der G.-B.-Lampe sowie des Scheinwerfers können im Rahmen dieses Aufsatzes nur soweit erläutert werden, als es für die Wirkung und den Betrieb der Lampe und des Scheinwerfers von Bedeutung ist.

Prinzipiell unterscheidet sich die G.-B.-Lampe nach ihren endgültigen Verbesserungen dadurch von früher schon vorhandenen Konstruktionen, daß die positive Kohle dauernd gedreht und demgemäß sowie in Rücksicht auf die hohe Überlastung und damit verbundene Rotglut der Kohle der Strom durch Kontakte zugeführt werden muß. In optischem Sinne unterscheidet sich der G.-B.-Scheinwerfer von den allgemein bekannten Konstruktionen dadurch, daß der Krater der positiven Kohle, unabhängig von Zündung und Regulierung, ständig im Brennpunkt des Spiegels steht, so daß bei einmaliger Fokusierung der Lampe der Scheinwerfer stets Optimum an Helligkeit gibt und das mit dem Zünden und Regulieren der Lampe verbundene Schnüren und Streuen des Scheinwerferkegels vermieden wird.

Die G.-B.-Lampe ist eine Motorbogenlampe, d. h. Antrieb und Betätigung der Regulierung der Lampe erfolgt durch einen Motor, der vom Lampenstrom getrieben wird.

Bei den üblichen Motorbogenlampen erfolgt die Regulierung der Lampe dadurch, daß ein Strom-Spannungsrelais den Motor einmal rechts herum, einmal links herum steuert, so daß die die Kohlen tragenden beweglichen Kohlenhalter

einander genähert bzw. voneinander entfernt werden. Dabei sind jedesmal erhebliche elektrische und vor allem mechanische Trägheitsmomente zu überwinden, so daß die Regulierung sehr langsam erfolgt und namentlich die Zündung viel Zeit braucht. Es ist auch klar, daß eine derartige Lampe die Forderung dauernder Rotation der Kohle nicht erfüllt hätte.

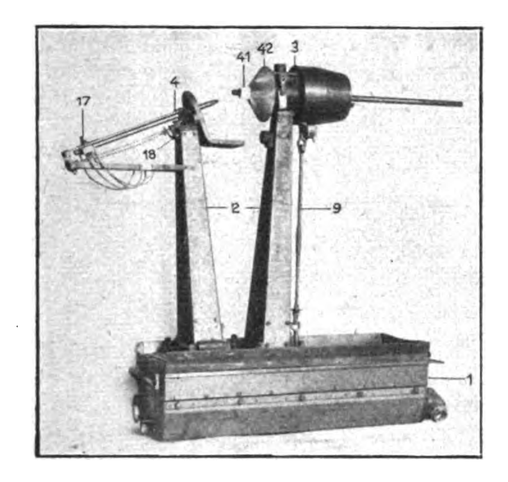


Fig. 30. Goerz-Scheinwerferbogenlampe System Beck für 150 bis 250 Amp.

Es war ein glücklicher Zufall, daß die Firma Körting & Mathiesen[1]) die Scheinwerferbogenlampe von vornherein mit dauernd rotierendem Motor ausgebildet hatte, so daß das Strom-Spannungsrelais nur eine Übersetzung der Bewegung zu steuern brauchte, welche Aufgabe in glänzender Weise gelöst wurde.

Der dauernd rotierende Motor in Verbindung mit feststehenden Kohlenhaltern, wie sie in der G.-B.-Lampe verwandt werden, hat den sehr großen Vorteil, daß die elektrische Trägheit ganz ausgeschaltet ist und die mechanischen Trägheiten auf ein Mindestmaß reduziert werden. Die weitere Erklärung wird zeigen, daß bei Zündung und Regulierung der Bogenlampe lediglich die negative Kohle mit einer ganz leichten Einspannvorrichtung zu betätigen ist. Das hat zur Folge, daß die Zündzeit etwa nur 0,8 bis 1,0 Sekunde bei Neueinschaltung des Stromes und nur 0,1 Sekunden bei Zünden nach Erlöschen des Bogens beträgt. Löscht man beispielsweise den Lichtbogen durch Ausblasen, so schießt die negative Kohle so schnell auf die positive, daß beide noch genügend heiß sind und die dazwischen befindliche Luft stark ionisieren, so daß der Bogen ohne Berührung der Kohlen gezündet wird. Das ist für das gute Brennen der G.-B.-Lampe mit ihren dünnen Kraterrändern von großer Bedeutung. (Das Auslöschen des Lichtbogens tritt z. B. stets beim Schießen mittelschwerer oder schwerer Artillerie in der Nähe des Scheinwerfers ein. In solchen Fällen ist auch das nahezu pausenlose Festhalten des Ziels im Scheinwerferlicht von großer Wichtigkeit.) Prinzipiell wird also bei der G.-B.-Lampe die positive Kohle ständig gedreht und entsprechend dem Kohlenabbrand langsam vorgeschoben, während die negative Kohle entsprechend der Einstellung der Bogenlampe auf eine bestimmte Span-

[1]) D. R. P. 277269 vom 10. November 1912 und Zusatzpatente.

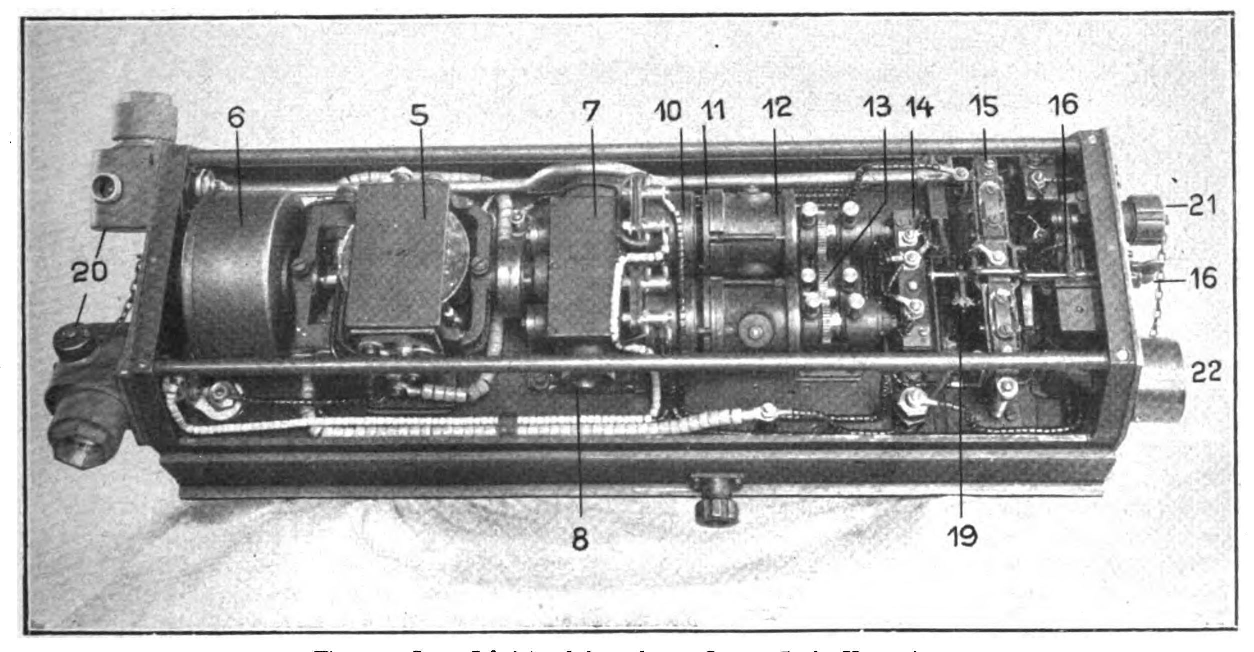


Fig. 31. Goerz-Scheinwerferbogenlampe System Beck, Unterseite.

nung und Stromstärke sowie Bogenlänge sich automatisch einstellt und zum Zünden gegen die positive Kohle geführt und nach Zünden wieder zurückgezogen wird.

Wir gehen nun zur Beschreibung der Einzelheiten über. Fig. 30 zeigt den Gesamtaufbau der Lampe, und zwar den Lampenkasten (1), die Kohlenhalter (2), den positiven Kopf (3) und den negativen Kopf (4), beide in ihrem Aussehen sehr verschieden, aber auch in ihrer Tätigkeit, wie schon angeführt.

und den Vorschub der positiven Kohle besorgt.

Hinter dem Getriebe folgen zwei Topfmagnete (10), zwei Kupplungsscheiben (11) und die umlaufenden Gehäuse zweier Differentialgetriebe (12), in denen die aus dem Getriebekasten kommenden gegenläufigen Achsen enden. Das Antriebsrad (13) wirkt mittels einer Stange auf den negativen Kohlenkopf. Teil (14) enthält Abzweigwiderstände, Teil (15) ist ein sehr wichtiger Teil, das steuernde Strom-Spannungsrelais, Teil (16) schließlich der sogenannte

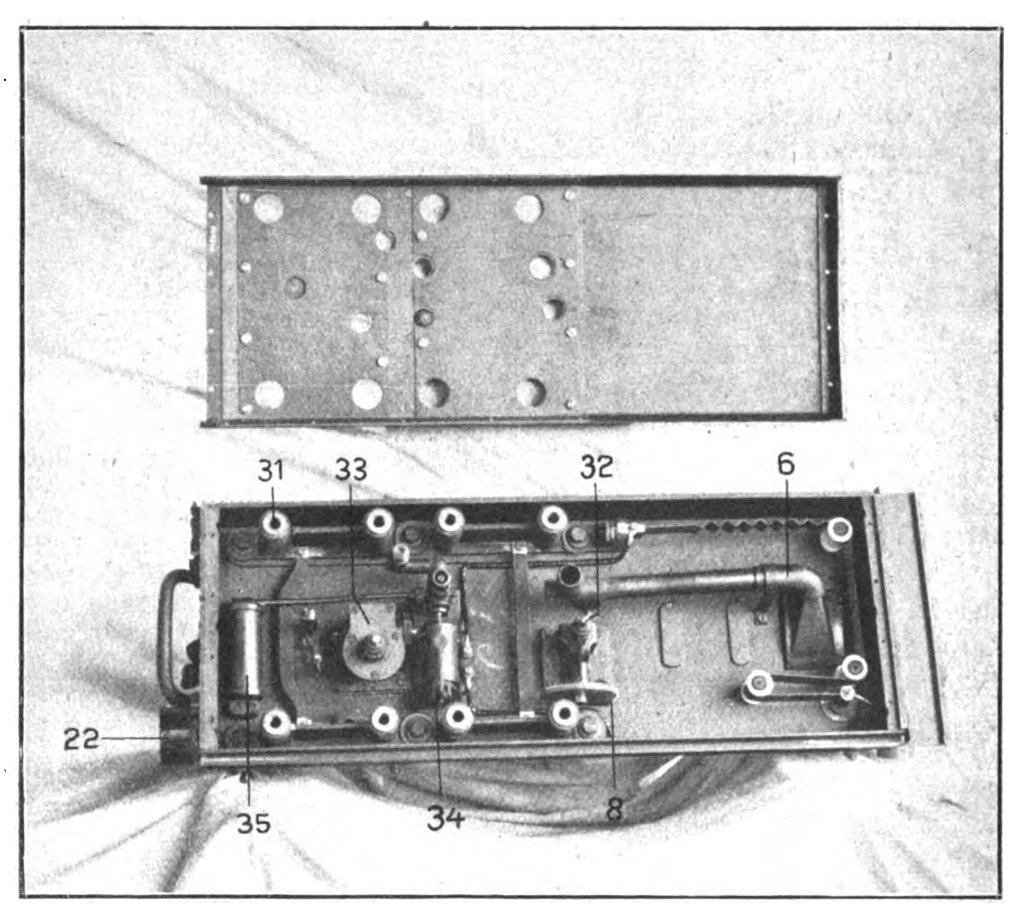


Fig. 32. Goerz-Scheinwerferbogenlampe System Beck, Oberseite.

Die zum Triebwerk der Lampe gehörigen Teile sind auf einer gemeinsamen Platte angeordnet. Fig. 31 zeigt die abgedeckte Unterseite, Fig. 32 die Oberseite der Lampe mit daneben liegendem Abdeckblech. Die einzelnen Teile sind folgende: Der Motor (5) betätigt einerseits ein Gebläse (6), dessen Druckluft durch das Rohr (6) dem positiven Kopf zur Kühlung zugeführt wird, andererseits ein Getriebe (7), in dem die Bewegung der Motorachse auf zwei gegenläufige Achsen übertragen ist. Gleichzeitig wird die eine Bewegung im Getriebe auf das Zahnrad (8) übertragen, das mittels der Stange (9) die fortlaufende Drehung

Endausschalter. Mit diesem Endausschalter kann man den Motorstrom einschalten und dadurch die Lampe in Betrieb setzen, oder aber bei vollständigem Abbrand der negativen Kohle stößt die Kohlenfassung (17) gegen die Hebel (18), die mittels einer durchgehenden Stange (19) den Endausschalter betätigen und den Motorstrom ausschalten, so daß die Kohlen stillstehen und nach weiterem Abbrand der Bogen erlischt.

An der linken Stirnwand des Lampenkastens sind die Kabelanschlüsse (20), auf der rechten Seite gesichertes Schloß (21) für die Einstellung des Relais, Endausschalter (16) und ein Mano-

meter (22) für das seinerzeit verwandte Leuchtgas, das also neuerdings in Fortfall kam, angeordnet.

Die Wirkungsweise des Regelwerks veranschaulicht am besten Fig. 33, in welcher die Bezeichnungen wiederholt sind. Da zunächst Rad (13) feststeht, stehen auch die eingreifenden Zahnräder (23 und 24) fest, und zwar so lange, als keine Regulierung erfolgt. Daher müssen sich die Kegelräder (25 und 26) wegen der Rotation der Räder (27 und 28) auf den Rädern (29 und 30) abwickeln und die Gehäuse (12) mitnehmen. Nun werden die Topfmagnete (10) wechselweise durch das Strom-Spannungsrelais geschaltet. Ist beispielsweise der Lichtbogen zu lang, seine Spannung zu groß, so überwiegt die Anziehungskraft der Spannungsseite des Relais und schaltet einen der Topfmagnete ein, der die zugehörige Kupplungsscheibe anzieht und festhält, so daß sie das zugehörige Gehäuse des Differentialgetriebes festhält. In diesem Moment steht das Achsenlager von beispielsweise Rad (25) fest, infolgedessen wird die Bewegung von Rad (27) auf Rad (23) übertragen und Rad (13) in der Richtung in Umdrehung versetzt, daß die negative Kohle der positiven genähert, resp. die Bogenspannung vermindert wird, so daß das Relais in die Ruhelage geht und der Bremsmagnet ausgeschaltet wird. Rad (24) dreht sich während der Regulierung in gleichem Sinne wie Rad (23), und das zugehörige Gehäuse dreht sich auf dem Umwege über Rad (26) doppelt so schnell. Das Spiel geht umgekehrt, wenn die Spannung zu klein, die Stromstärke zu groß ist, bis wieder Ausgleich geschaffen ist. Man sieht hieraus, daß die zu beschleunigenden Massen gegenüber dem Gewicht der sonst zu bewegenden Kohlenhalter sehr klein sind und die Trägheitsmomente durch den dauernd rotierenden Motor leicht überwunden werden, woraus die sehr schnelle Regulierung der Lampen folgt.

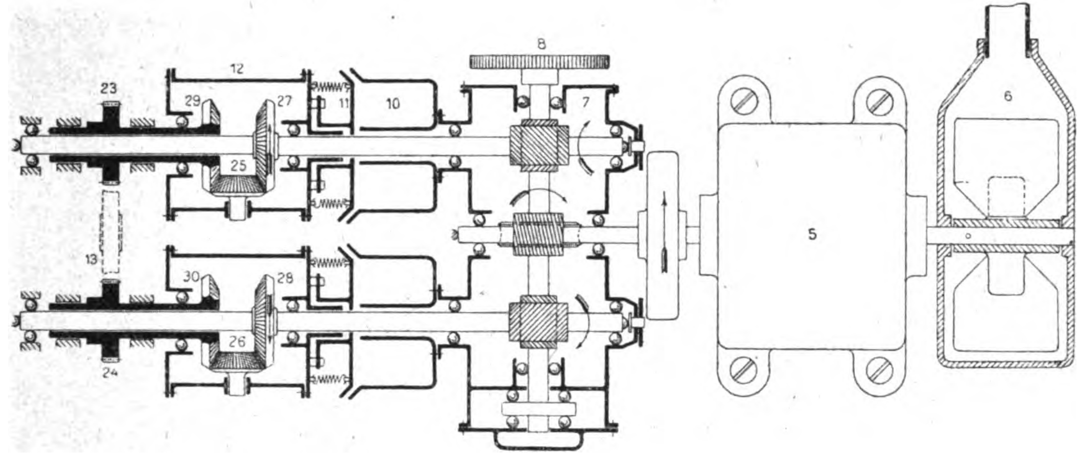


Fig. 33. Schema des Antriebs- und Regelwerkes der Goerz-Scheinwerferbogenlampe System Beck.

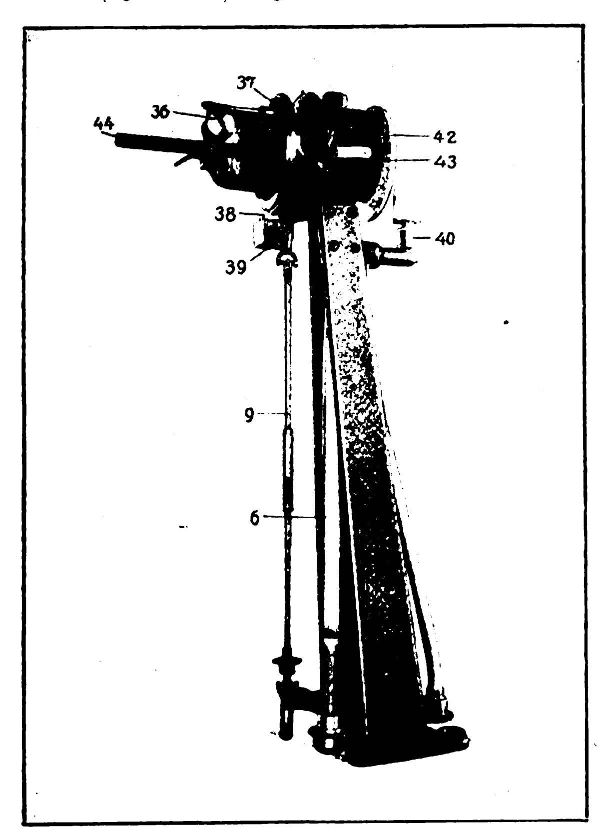


Fig. 34.

In Fig. 32 sieht man auf der Oberseite die feststehenden Kohlensockel (31), die Antriebsachsen für die positive (32) bzw. negative (33) Kohle, das automatische elektromagnetisch betätigte Gasventil (34) und einen Druckausgleichsbehälter (35) zum Schutze des Manometers (22). Diese letzteren drei wurden bei der G.-B.-Lampe unnötig.

Interessant ist noch die Tätigkeit des positiven Kopfes. Vermittels der Stange (9) wird der hintere

Teil des Kopfes mit den Transportrollen (36) und der Kohle (44) ständig gedreht (siehe Fig. 34). Bei jeder Umdrehung kommt das Sternrad (37) an der Anschlagnase (38) vorbei, deren Höhe mittels einer Stange (39) von der Außenseite des Scheinwerfers von Hand eingestellt werden kann, so daß je nach

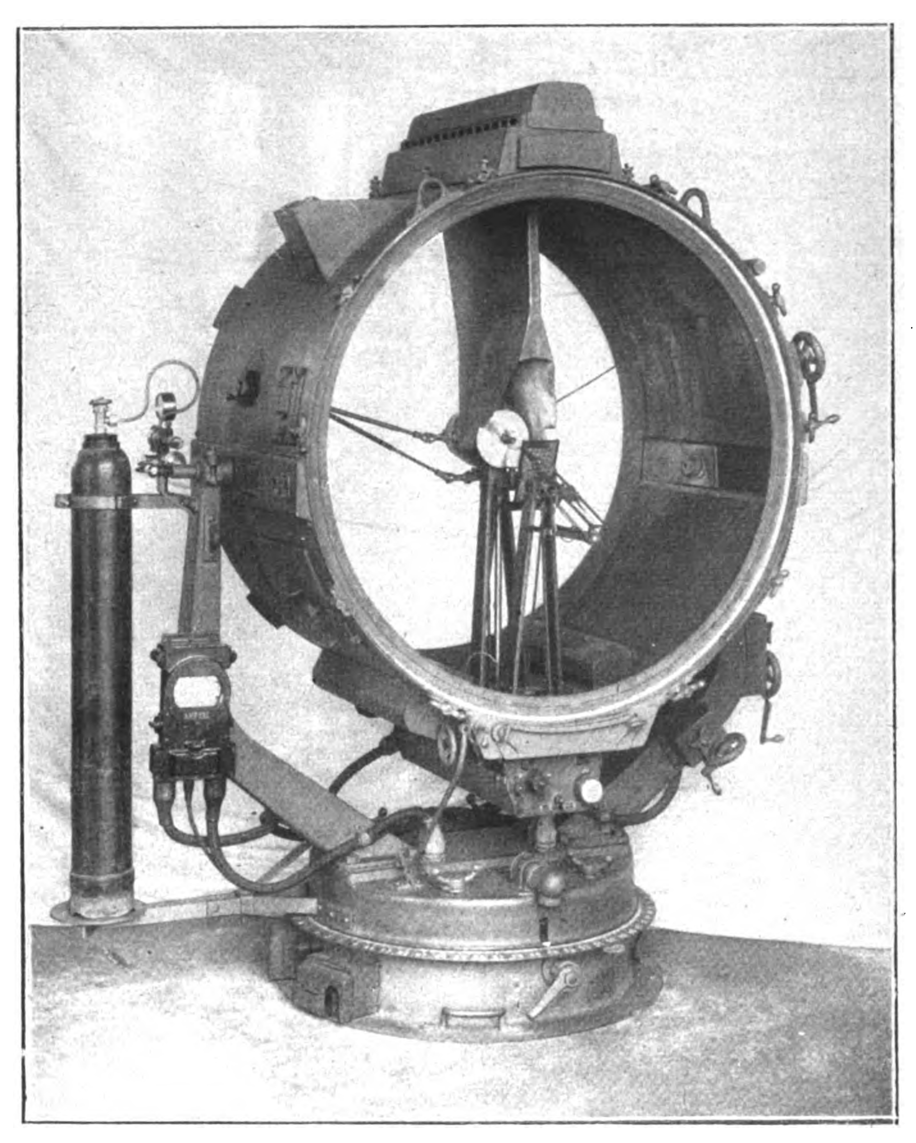


Fig. 35. Beck-Scheinwerfer 110 cm Spiegeldurchmesser.

Eingreiftiefe das Sternrad um null, einen, zwei, drei oder vier Zähne weitergerückt wird; es überträgt seine Bewegung auf die Transportrollen (36), die also bei jeder Umdrehung des Kopfes die Kohle ein Stückchen vorschieben. Die Nase (38) wird natürlich so eingestellt, daß Vorschub und Abbrand genau gleich sind.

Diese Fig. 34 zeigt noch den Gasbrenner (40), während auf Fig. 30 das Quarzschutzrohr (41) zu sehen ist. umgeben von einem Schamotteteller (42), der den Kopf schützt. Kupferband und Feder (43) gehören zu einem der Schleifkontakte.

Fig. 35 zeigt schließlich einen Beckscheinwerfer mit Leuchtgasbombe, Gaszuführung durch die Achse zur Lampe und innerem Rauchfang, Fig. 36 einen G.-B.-Scheinwerfer ohne irgendein Gasaggregat (auch der lichtschluckende Rauchfang kam in Fortfall) oder sonstiges Zubehör gegenüber einem normalen Scheinwerfer. (Die Abbildung des G.-B.-Scheinwerfers mit 2 m Spiegeldurchmesser ist schon in der Einleitung gebracht; siehe Fig. 4) In der Mitte der Abschlußscheibe sieht man übrigens das erwähnte, beim G.-B.-Scheinwerfer mit vermindertem Kohlenabbrand ganz kurze Kohleneinführungsrohr.

Die positive Kohle wird durch dieses Rohr in den Kopf eingeschoben und mittels der neuen Kohle das alte Ende einfach herausgestoßen, so daß dieser Kohlenwechsel sofort nach Ausschalten sehr schnell erfolgen kann. Kohlenwechsel plus Schaltzeit plus Einbrennzeit bleiben unter 2 Minuten. In der Fig. 30 haben beide Kohlen ihre Anfangslänge!

Diese kurze Beschreibung wird gezeigt haben, daß der Goerz-Scheinwerfer System Beck trotz seiner hervorragenden Leistungen keine besonderen technischen Komplikationen aufweist. Seine Wartung und Bedienung sind mindestens so einfach, wie die jedes anderen normalen Scheinwerfers.

Fig. 36. Goerz-Scheinwerfer System Beck 110 cm Spiegeldurchmesser.

Es erübrigt sich hervorzuheben, daß der G.-B.-Scheinwerfer in der Vertikalen

um 180⁰ geschwenkt werden kann, und zwar bei allen Betriebsstromstärken von 150 bis 300 Amp.

So hat die vereinfachte G.-B.-Lampe auch den technisch einfachsten Rahmen erhalten, so daß dieser Scheinwerfer sich vom normalen schließlich nur noch durch seine ganz wesentlich gesteigerte Leistung unterscheidet.

9. Die Projektionslampe mit erhöhter Flächenhelligkeit.

Während die ersten Untersuchungen und Fortschritte der Beck-Lampe im Kriege naturgemäß den hochamperigen Scheinwerferbogenlampen galten, gingen wir in Erkenntnis der Wichtigkeit dieser hochbedeutsamen Erfindung und ermutigt durch die Erfolge frühzeitig daran, den Strombereich der Lampe auch nach unten zu erweitern und sie so mannigfaltigen Zwecken nutzbar zu machen. In erster Reihe dachten wir dabei an Projektionslampen.

Hier müssen wir jedoch zunächst näher auf die photo-optischen Verhältnisse bei Projektionsapparaten eingehen. In der Einleitung war gesagt worden, daß es bei Projektionsapparaten gleichfalls auf die Steigerung der Flächenhelligkeit ankommt. Das ist jedoch, streng genommen, nur bedingt richtig. Unter der Voraussetzung, daß das das Bild der Platte, des Films usw. entwerfende Objektiv alles Licht des Strahlenkegels des Kondensors hindurchläßt, kommt es auf die Beleuchtungsstärke in der Ebene des Diapositivs, d. h. also cet. par. auf die Beleuchtungsstärke im Kondensor an.

Nun kann man die Beleuchtungsstärke im Kondensor dadurch steigern, daß man die Gesamthelligkeit der Bogenlampe, also Stromstärke und Kratergröße erhöht. Welche Folgen das haben kann, zeigt Fig. 37. Bogenlampe L, Kondensor K und Objektiv O stehen so zueinander, daß der Kondensor das Bild von L in O entwirft. O steht zum Diapositiv D so, daß es von ihm ein scharfes Bild B auf dem Projektionsschirm entwirft. Würde man zur Steigerung der Helligkeit dieses Bildes den Krater der Bogenlampe L gemäß der gestrichelten Linie vergrößern, so würde die Folge eine solche Erweiterung des Strahlenkegels des Kondensors sein, daß er durch das Objektiv nicht mehr frei hindurchginge (gestrichelte Linien), sondern teilweise abgeblendet würde. Man müßte zur vollen Ausnutzung der stärkeren Bogenlampe die Öffnung des Objektivs wesentlich vergrößern, was natürlich wieder seine Grenzen hat, und zwar in Rücksicht auf Dimensionen, Preis, Güte der Optik, Bildverzerrung, Vignettierung, Bildschärfe usw.

Anders ist es, wenn man die Beleuchtungsstärke in der Ebene des Diapositivs durch Steigerung der Flächenhelligkeit der Bogenlampe erhöht; dann kann die ganze Optik dieselbe bleiben und trotzdem ein helleres Bild erzielt werden; ja man kann eher daran denken, bei gleichbleibender Helligkeit des projizierten Bildes die neue Bogenlampe so zu wählen, daß man die Öffnung des Objektivs verkleinern kann, was mannigfache Vorteile im Gefolge hat.

Nun haben wir schon aus Fig. 28 gesehen, daß die Steigerung der Flächenhelligkeit der neuen Bogenlampe gleichzeitig von einer Vergrößerung der Intensität begleitet war, so daß wir für die hier vorliegenden Verhältnisse doppelte Vorteile erwarten konnten, wenn es gelang, die Lampe auch für kleinere Stromstärken auszuführen.

Darüber hinaus mußte die Goerz-Lampe System Beck noch den weiteren Vorteil des erheblich weißeren Lichtes infolge ihrer höheren Temperatur bieten, ein Vorteil, der namentlich bei der Projektion von kolorierten Platten und Autochromaufnahmen von größter Bedeutung ist; selbstverständlich auch für gewöhnliche Diapositive, denen schon in Rücksicht auf das fehlende blaue

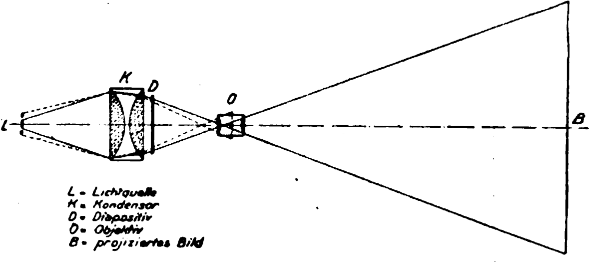


Fig. 37.

Licht der normalen Bogenlampe ein bläulicher Ton gegeben wird. Übrigens spielt hierbei auch die photometrische Differenzierungsmöglichkeit des Auges eine Rolle, insofern, als mit zunehmender Helligkeit des Bildes die Helligkeitsunterschiede stärker empfunden werden, das Bild also kontrastreicher wirkt.

Alle diese Überlegungen und Aussichten veranlaßten, energisch an die Aufgabe zu gehen, die neue Lampe auch nach der Richtung kleinerer Stromstärken zu erweitern.

Die ersten Versuche schlugen vollständig fehl, und es waren außerordentlich große Schwierigkeiten zu überwinden, ehe wir praktisch brauchbare Resultate erhielten.

Bei einer ähnlichen Verkleinerung aller Verhältnisse war der Effekt gleich Null oder sogar negativ. Es zeigte sich, daß man die Querschnittsbelastung ganz wesentlich größer nehmen mußte als bei den 150 Amp.-Lampen, da die Wärmeverluste relativ viel größer sind und die Überhitzung an der Anode nicht mehr der Stromdichte entspricht. Das führte zu sehr dünnen Kohlen, die im Betriebe auf der ganzen Länge weißglühend wurden. Eine Stromzuführung durch Kontakte

wiederum kam, abgesehen von dieser für Projektionszwecke sehr unerwünschten Komplikation der Lampe, schon wegen des geringen Umfanges der sehr dünnen Kohlen und wegen ihrer Weißglut und damit verbundenen Kontaktschwierigkeit nicht

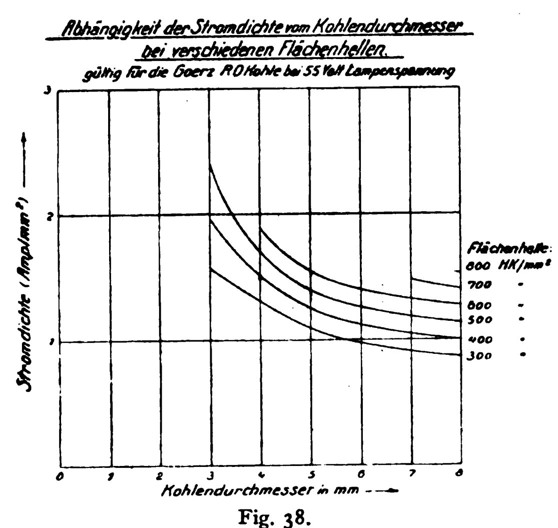


Fig. 38.

in Frage. Schließlich entstand auch sofort die Frage des Kohlenschutzes, gleichgültig, ob die Kohle nur vorn oder über die ganze Länge glühte.

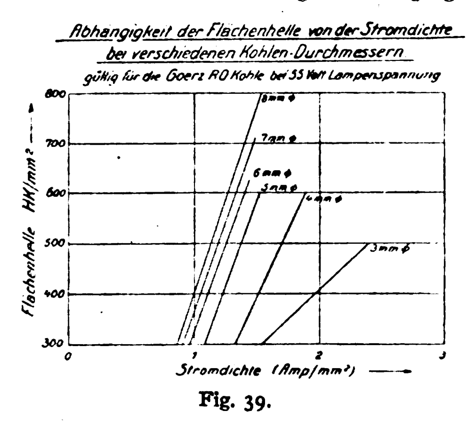


Fig. 39.

Wenn aus den eben gesagten Gründen eine Stromzuführung durch Kontakte sich als unmöglich erwies, so kam bei Fassen der Kohle an ihrem hinteren Ende Gasumspülung oder ein umhüllendes Schutzrohr nicht in Frage, da die ganze Kohle vorgeschoben werden muß. Die ideale Lösung mußte eine Lampe ohne besondere Komplikationen mit am Ende gefaßten Kohlen sein, die eine genügende Überlastung ertrugen, um die nötige Flächenhelligkeit zu geben, und dabei vor Oxydation, Übergreifen des Lichtbogens und vorzeitigem Abbrand geschützt waren.

Die Lösung ergab sich überraschender Weise dadurch, daß wir die positive Kohle mit einem Kupferrohr überzogen. Es war an sich bekannt, negative Scheinwerferkohlen, die man möglichst dünn machen wollte, um ihren Schatten auf dem Spiegel möglichst klein zu machen, mit einem Kupferüberzug gut leitend zu machen, wobei sich gleichzeitig eine bessere Zündung ergab. Jedoch hatte man eine Verkupferung der positiven Kohle für schädlich gehalten, da die Kupferdämpfe an der positiven Kohle den Lichtbogen unruhig machen. Bei unseren hochüberlasteten Kohlen zeigte es sich jedoch — zumal der Lichtbogen ohnehin in großem Maße Metalldämpfe enthielt, — daß die Verkupferung den Lichtbogen nicht im geringsten beeinflußt. Sie muß nur so stark gewählt werden, daß sie einerseits die Kohle über die ganze Länge leitend macht, andererseits aber am Brennende soweit schmilzt, daß das Kupfer nicht stört und die Kohle genügend überlastet werden kann.

Mit welchen Überlastungen man arbeiten muß und welche Flächenhelligkeiten erzielbar sind, zeigt die Tabelle 7, die zum Vergleich nochmals die Zahlen für die hochamperigen Kohlen bringt.

Tabelle 7.

Kohle-Durchm. mm	Docht-Durchm. mm	Amp.	a) Gesamt-Querschn. mm²	b) Mantel-Querschn. mm²	Amp./mm² a	Amp./mm² b	Schwarze Temperatur absolut	Flächen-helligkeit HK/mm²
13	6,6	100	132,7	99,6	0,76	1,01	4400°	560
11	5,5	80	95,0	71,2	0,84	1,12	4340	518
9	4,5	60	63,8	47,9	0,94	1,25	4280	474
8	4	70	50,3	37,7	1,39	1,86	4566	700
8	4	60	50,3	37,7	1,19	1,59	4380	550
8	4	50	50,3	37,7	0,99	1,33	4167	400
8	4	40	50,3	37,7	0,79	1,06	3903	255
8	4							
7	3.5	55	38,4	28,8	1,43	1,91	4566	700
7	3,5	50	38,4		1,30	1,74	4430	590
7	3,5	40	38,4		1,04	1,39	4185	410
7	3,5	30	38,4		0,78	1,04	3762	200
6	3	40	28,3	21,2	1,41	1,89	4464	620
6	3	30	28,3	21,2	1,06	1,41	4113	370
6	3	20	28,3	21,2	0,71	0,94	3664	160
5	2,5	30	19,6	14,7	1,53	2,04	4453	610
5	2,5	25	19,6	14,7	1,27	1,70	4212	430
5	2,5	20	19,6	14,7	1,02	1,36	3870	240
4	2	25	12,6	9,4	1,98	2,66	4510	650
4	2	20	12,6	9,4	1,59	2,13	4225	440
4	2	15	12,6	9,4	1,19	1,60	3890	250
3	1,5	15	7,1	5,3	2,11	2,83	4220	435
3	1,5	12,5	7,1	5,3	1,76	2,36	4080	350
3	1,5	10	7,1	5,3	1,41	1,89	3932	270
36,5¹)	10,0	150	1045	966	0,14	0,16	3773	180
16,0²)	8,0	150	201	151	0,75	0,99	4572	703
16,0³)	8,0	225	201	151	1,12	1,50	5110	1260
18,5³)	9,0	200	269	205	0,75	0,98	4580	710
18,5³)	9,0	300	269	205	1,11	1,46	5045	1200

¹) Normal. ²) Blaukreuz. ³) RO.

Den Zusammenhang zwischen Kohlendurchmesser, Stromdichte und Flächenhelligkeit zeigen sehr prägnant die Figuren 38 und 39, von denen die letztere wegen des geradlinigen Verlaufes der Kurven im gemessenen Teil bemerkenswert ist. D. h. die Flächenhelligkeit ist bei konstantem Kohlendurchmesser und konstanter Spannung direkt proportional der Stromdichte. Das hängt offenbar damit zusammen, daß infolge des stumpfen Abbrandes der Kohlen die Strombasis mit steigender Stromstärke sich nicht vergrößern kann. Sämtliche Messungen wurden bei etwa 55 Volt gemacht, bei welcher Spannung der Bogen am ruhigsten brennt.

Man ersieht aus dieser Zusammenstellung, welche Flächenhelligkeit man nach Bedarf, zur Verfügung stehendem Strom, oder nach zulässigem Kohlenabbrand, der natürlich von der Belastung abhängig ist, einstellen bzw. ausnutzen kann.

Vor allen Dingen aber geben diese Zusammenstellungen ein Bild von den kolossalen Überlastungen, die man bei diesen dünnen Kohlen anwenden muß, um einen nennenswerten Effekt zu erzielen. Die Steigerung der Querschnittsbelastung geht von 0,14 bis 2,83 Amp./mm², d. h. also auf das Zwanzigfache. Das bedeutet weiter, daß diese neuen Kohlen außerordentlich dünn im Verhältnis zu normalen Kohlen werden. Dies zeigt übersichtlich noch die folgende Tabelle 8.

Tabelle 8.

Stromstärke	Kohle-Durchmesser Goerz-Beck		Kohle-Durchmesser normal	
	+	−	+	−
15 Amp.	3,0 mm	3,0 mm	11 mm	10 mm
20	4,0	4,0	12	11
25	5,0	5,0	13	12
30	6,0	6,0	14	12
40	7,0	7,0	17	15
50	8,0	8,0	20	17
60	9,0	8,0	22	18
80	11,0	9,0	26	22
100	13,0	10,0	32	26

Im Zusammenhang hiermit ist die Verkupferung der Kohlen noch von ganz besonderem Nutzen: Kohlen von diesem geringen Durchmesser bis zu 3 mm herunter sind, namentlich in größeren Längen, äußerst spröde und zerbrechlich. Die Verkupferung macht sie so haltbar, daß man sie z. B. ruhig auf den Boden fallen lassen kann.

Daß wir bei dieser Lampe die negativen Kohlen ebenso dünn gewählt haben, wie die positiven, hat nichts mit der Funktion der Lampen zu tun, sondern geschah, abgesehen von ästhetischen Gründen, wesentlich nur deswegen, daß bei dem sehr kleinen positiven Krater eine dicke negative Kohle bei falscher Einstellung viel störender wirkt als eine dünne.

Die Figur 40 zeigt schließlich noch ein Schaubild zum Vergleich der verschiedenen neuen mit den alten Kohlen. Der Unterschied der Kohlenstärken ist in die Augen springend. Der Maßstab geht ohne weiteres aus Tabelle 8 hervor.

Die an diese Versuche geknüpften Erwartungen gingen vollständig in Erfüllung. Die steigende Temperatur hat sowohl größere Helligkeit des Bildes, als auch größere Weiße des Lichtes zur Folge. Gewöhnliche Diapositive erscheinen bei Projektion mit der neuen Lampe nicht nur heller, sondern auch brillanter, wenn gleiche Optik und gleiche Stromstärke verwendet werden. Ganz überraschend aber ist der Effenkt bei kolorierten Aufnahmen und vor allen Dingen bei Autochromaufnahmen: Helligkeit, Farbentreue und Brillanz sind ganz unvergleichlich viel besser, als mit der normalen Lampe. So ist es beispielsweise möglich, 9×12 cm Autochromplatten im Format 3×4 m prachtvoll zu projizieren, was mit der normalen Bogenlampe nur einen äußerst schwachen und dunklen Effekt gibt. Man muß dabei berücksichtigen, daß schon das „Weiß" der Autochromplatte 75 % absorbiert. Besonders prägnant ist aber folgender Versuch: Zwei gleiche Projektionslampen mit gleicher Optik, die eine (1.) mit alter Bogenlampe, die andere (2.) mit der neuen Bogenlampe, entwerfen gleiche Bilder nebeneinander. Beide Lampen werden mit 25 Amp. gebrannt. Durch plötzliches Kurzschließen von Widerstand werden die Lampen auf 50 Amp. gebracht. Während dies beim Apparat (1) keine merkliche Änderung im Bild hervorruft, wird das Bild des Apparates (2) mehr als doppelt so hell, leuchtender, farbiger und farbentreuer. Noch ein anderer Umstand fällt hierbei wohltuend auf: Die normale Bogenlampe reagiert auf schlechtes Einstellen und besonders auf Überlastung durch Zischen, das namentlich bei Vorträgen sehr störend ist; die neue Lampe ist absolut unempfindlich dagegen; lediglich ihre Helligkeit und die Abbrandsgeschwindigkeit der Kohlen reagieren auf Überlastungen. Man kann ohne weiteres die 15 Amp.-Kohle mit 50 Amp. brennen, die Lampe brennt gleich ruhig, nur bedeutend heller.

Allerdings ist, namentlich bei der Projektion von Autochromaufnahmen, eines zu beachten: Zur Kompensation des fehlenden blauen Lichtes der normalen Bogenlampe werden Diapositive und Autochromaufnahmen blaustichig gemacht; solche Aufnahmen erscheinen mit der neuen Bogenlampe leicht zu blau. In Zukunft wird man das bei Verwendung der neuen Lampe zu vermeiden suchen. Bei Autochromaufnahmen liegen die Verhältnisse so, daß namentlich mit Rücksicht auf den blauen Anteil des Bildes der Anteil der blauen Filterkörner relativ groß, die Belichtungszeit lang sein muß, wie man auch in Rücksicht

auf die Beobachtung bei künstlichem Licht die Bilder etwas überexponiert, um den Farbeneindruck möglichst natürlich zu gestalten. Das wird bei Verwendung der neuen Lampe mit ihrem dem Sonnenlicht sich näherndem Licht nicht mehr nötig sein, so daß man dadurch wesentlich an Belichtungszeit gewinnt, was von großer Bedeutung ist und der Einführung der Autochromplatte in die Momentphotographie die Wege ebnet.

Die Vorteile der neuen Projektionslampe sind damit noch nicht erschöpft. Wie eben ausgeführt, erhält man unter gleichen Verhältnissen eine Steigerung der Bildhelligkeit. Ist diese schon bei Verwendung der normalen Bogenlampe ausreichend, so kann man bei Verwendung der neuen Lampe entweder entsprechend größere Bildfläche erzielen, oder, was heute von ganz besonderer Wichtigkeit ist, Strom sparen! So wird man je nach Bedarf die günstigen Eigenschaften der neuen Lampe in der einen oder der anderen Richtung verwerten.

Auf die Bedeutung einer Lampe mit erhöhter Flächenhelligkeit bei kleinster Kratergröße und ganz besonders gesteigerter Helligkeit im kurzwelligen Teil des sichtbaren Spektrums für Mikroskopie und Ultramikroskopie genügt es, hier hinzuweisen. Hier ergibt sich eine Erweiterung des Auflösungsvermögens und bessere Ausnutzung der Apertur.

Es darf nicht verschwiegen werden, daß die neue Lampe auch einen Nachteil hat, nämlich den schnelleren Kohlenabbrandes. Jedoch dürfte dies in den meisten Fällen der Praxis durch die erheblichen Vorteile bei weitem aufgewogen sein.

An weiteren Anwendungsmöglichkeiten der neuen Lampe kommen alle in Betracht, in denen die Flächenhelligkeit eine Rolle spielt, z. B. Oszillographen, Galvanometer, Vorlesungsversuche aus der Optik usw.

Auch für den Betrieb mit Wechselstrom wurden besondere Kohlen ausgearbeitet; diese ergaben natürlich nicht dieselbe Leistung, wie der positive Krater bei Gleichstrom, jedoch immerhin eine ganz wesentliche Steigerung nicht nur gegenüber den

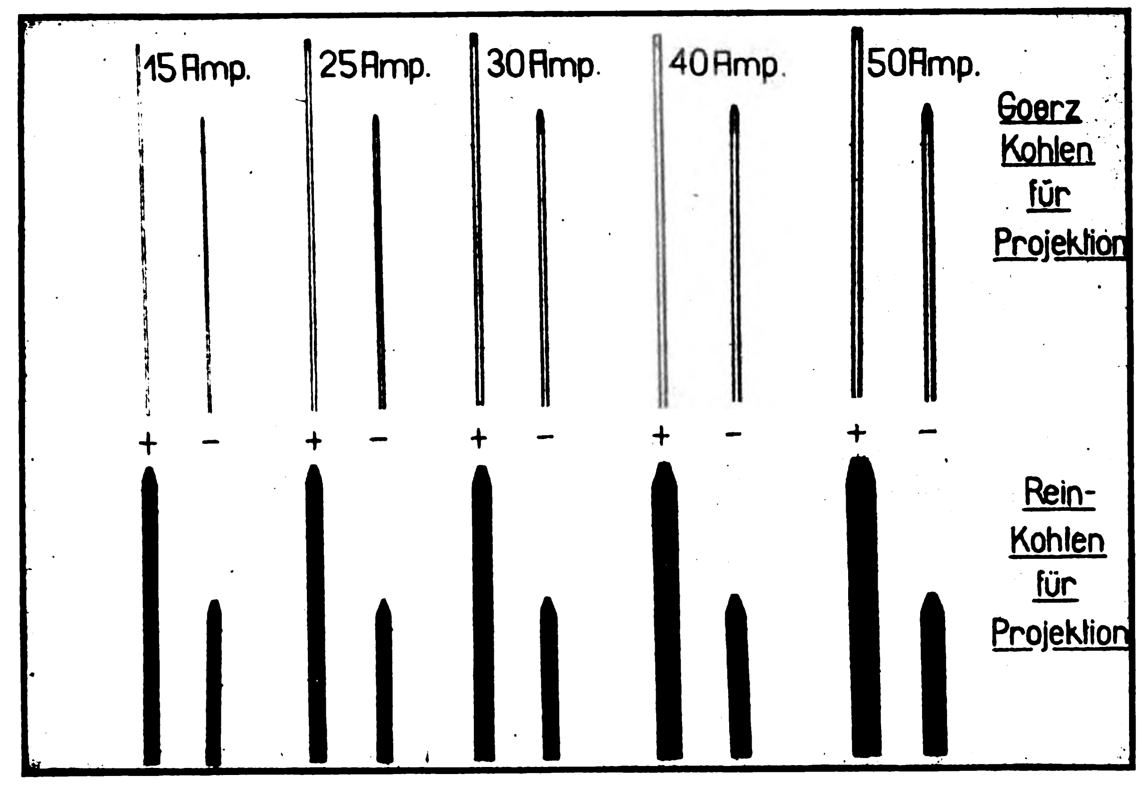


Fig. 40.

Tabelle 9.

Kohle-Durchm. mm	Docht-Durchm. mm	Amp.	a) Gesamt-Querschn. mm²	b) Mantel-Querschn. mm²	Amp./mm² a	Amp./mm² b	Schwarze Temperatur absolut	Flächen-helligkeit HK/mm²
10	5	90	78,6	59,0	1,14	1,52	4050	330
8	4	70	50,3	37,7	1,39	1,86	3930	270
7	homog.	50	38,4	—	1,30	—	4010	310
6	„	30	28,3	—	1,06	—	3850	230
5	„	20	19,6	—	1,02	—	3740	190
4	„	15	12,6	—	1,19	—	3650	150
4	„	10	12,6	—	0,79	—	3550	130

normalen Wechselstromkohlen, sondern auch bei Belastung von 20 Amp. aufwärts gegenüber den normalen Gleichstromkohlen (siehe Tabelle 9). Der Vorteil dieser Kohlen liegt wiederum in dem erst recht weißen Licht gegenüber den normalen Wechselstromkohlen.

Auch bei diesen Kohlen für Wechselstrom ist die Querschnittsbelastung beträchtlich gesteigert bzw. die G.-B.-Kohlen bei gleicher Belastung ganz erheblich dünner, wie Tabelle 10 für rechtwinklig gestellte Kohlen zeigt.

Tabelle 10.

Stromstärke	Kohle-Durchmesser Goerz-Beck		Kohle-Durchmesser normal	
	oben	unten	oben	unten
10 Amp.	4 mm	5 mm	7 mm	9 mm
15	4	5	8	10
20	5	6	9	11
30	6	7	11	13
50	7	8	14	17
70	8	10	18	21
90	10	12	22	25

10. Technische Ausführung der Goerz-Beck-Projektionslampe.

Konstruktiv weist die neue Lampe keine besonderen Merkmale auf, nur daß die Regulierung den Abbrandverhältnissen der Kohlen, der Bogenspannung usw. angepaßt werden muß.

Die automatisch regulierende G.-B.-Lampe ist eine Lampe mit Federuhrwerk, dessen Feder durch Zurückführen der Kohlenhalter in die Anfangsstellung beim Einsetzen neuer Kohlen aufgezogen wird. Die Regulierung erfolgt dadurch, daß der negative Kohlenhalter schwingend angeordnet ist. Am zweiten Hebelarm ist ein vor einem Elektromagneten angeordneter Anker befestigt. Durch den Elektromagnet fließt ein von der Lampenspannung abgezweigter Strom. Wächst mit abbrand der Kohlen die Bogenlänge, so überwindet die auf den Anker ausgeübte Anziehungskraft schließlich das Übergewicht des Armes mit dem negativen Kohlenhalter, resp. den Gegendruck einer Feder, wodurch die Sperrung des Uhrwerkes ausgelöst wird, das die Kohlen soweit vorschiebt, bis der Bogen wieder passende Länge und Spannung hat. Der gleiche Vorgang, nur geschwinder, spielt sich beim Zünden der Lampe ab. Positive und negative Kohlenhalter, die sich längs Führungsstangen bewegen, sind durch Seil ohne Ende verbunden, so daß beide gleichzeitig vorgeschoben werden. Außerdem kann noch jede Kohle für sich von Hand eingestellt werden. Einlegebuchsen erlauben die Verwendung von Kohlen verschiedenen Durchmessers. Man sieht aus der Beschreibung, daß die Regulierung der Lampen unabhängig von der Betriebsstromstärke ist, so daß also in derselben Lampe je nach Zweck verschieden starke Kohlen mit verschieden starker Belastung verwendet werden können. Daß die Lampe Einstellmöglichkeiten nach Seite und Höhe besitzt, versteht sich von selbst. Figur 41 zeigt den äußeren Aufbau der Lampe.

Für die neuen Kohlen empfiehlt sich durchaus die Verwendung einer automatisch regulierenden Lampe, da der schnellere Abbrand und die Einstellung auf die maximale Helligkeit erhöhte Aufmerksamkeit und Bedienung erfordern.

11. Verwendung der Goerz-Beck-Lampe im Scheinwerfer.

Um noch einmal auf das scheinwerfertechnische Gebiet zurückzukehren, ergibt sich nunmehr die Möglichkeit, auch kleinere Scheinwerfer mit diesen Lampen erhöhter Flächenhelligkeit auszurüsten, was vordem nur bei den großen mit Bogenlampen über 150 Amp. betriebenen Scheinwerfern möglich war, was natürlich wieder von erheblichem Vorteil ist.

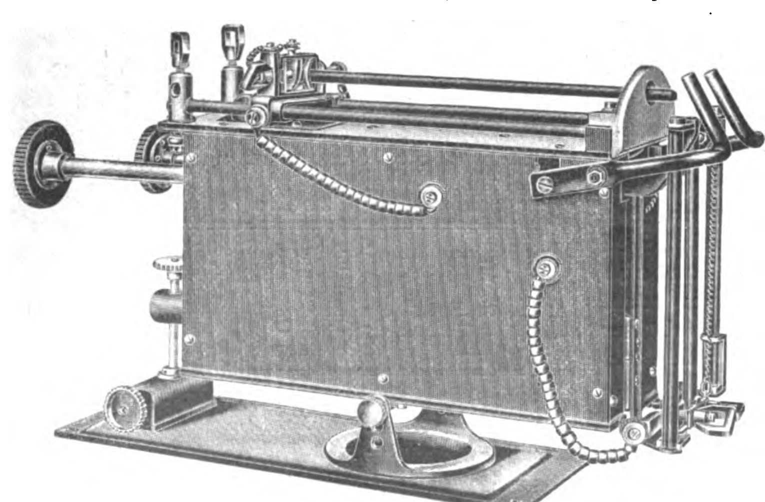


Fig. 41. Goerz-Projektionsbogenlampe.

Eine solche Lampe mit vierfacher Flächenhelligkeit (60 Amp.) verleiht dem 60 cm-Scheinwerfer eine nahezu gleiche Helligkeit, als sie der 110 cm-Scheinwerfer mit normaler Bogenlampe und 150 Amp. besitzt; in demselben Verhältnis stehen der 35 cm-Scheinwerfer mit der neuen Bogenlampe und der 60 cm-Scheinwerfer mit normaler Bogenlampe. Man kann also sagen, daß bei gleicher Scheinwerferhelligkeit die neue Lampe eine größere Klasse



erspart, oder daß sie bei gleicher Scheinwerfer größe dem Scheinwerfer die zwei- bis vierfache Helligkeit gibt.

Dabei ist die G.-B.-Lampe im Betrieb genau so einfach, wie die bisher in Scheinwerfern verwandten Bogenlampen, was namentlich bei Bedienung durch ungeübtes Personal (Handelsschiffe, Bühnenbeleuchtung, Aufnahmen und Reproduktionen) von großer Bedeutung ist. Auch auf diesem Gebiet wird man die Eigenschaften der G.-B.-Lampe in der einen oder der anderen Richtung ausnutzen, je nach Verwendungszweck und Bedarf.

Auf einen Punkt sei hier noch hingewiesen: Auf die Verwendung des Scheinwerfers zu Signalzwecken. Hier spielt die Flächenhelligkeit und damit die Helligkeit des Scheinwerfers zur Erzielung möglichst großer Sichtweite die ausschlaggebende Rolle, während die anderen Rücksichten zurücktreten. Die Sichtweite eines Signalgerätes wächst unter mittleren atmosphärischen Verhältnissen etwa proportional mit der 3. Wurzel der Helligkeit des Gerätes. Eine Steigerung der Helligkeit auf das Vierfache würde also die Sichtweite um 60 %, die Steigerung auf das Sechsfache um 80 % erhöhen. Legt man bei etwas weniger guten Sichtverhältnissen Proportionalität mit der 4. Wurzel der Helligkeit zugrunde, so ergeben sich die entsprechenden Steigerungen der Sichtweite zu 40 % resp. 55 %. Diese Leistungen sind also ohne Änderung der Spiegeldimensionen bei gleicher oder etwas gesteigerter Strombelastung zu erzielen.

12. Die aktinische Flächenhelligkeit für Goerz-Becklampe.

Die beträchtliche Steigerung der Temperatur und Flächenhelligkeit der Goerz-Becklampe ist natürlich auch mit einer erheblichen Steigerung ihrer aktinischen Wirkung verbunden. Die aktinische Flächenhelligkeit mußte auf indirektem Wege bestimmt werden, da einerseits absorbierende Medien, wie Quarz oder gar Glas usw. ausgeschaltet sein sollten, und da andererseits direkte Abbildung des Kraters eine so weitgehende Schwächung der Strahlung zur Voraussetzung hat, daß man sie bei der gleichzeitig notwendigen, sehr kurzen Belichtungszeit, nicht in sicher meßbarer Weise erreichen könnte. Es wurde also derart verfahren, daß zunächst die Aktinität der Gesamthelligkeit ($\mathfrak{J}_A$) in Richtung senkrecht zum positiven Krater auf dem üblichen Wege der Schwärzungsmessung, und gleichzeitig die photometrisch gemessene Helligkeit ($\mathfrak{J}_P$) bestimmt wurde. Bedeuten $\mathfrak{H}_P$ die photometrische Flächenhelle, $\mathfrak{H}_A$ die aktinische Flächenhelle und F die Kraterfläche, so gelten unter der Voraussetzung gleichmäßiger Verteilung der photometrischen und der aktinischen Flächenhelle auf dem ganzen Krater näherungsweise folgende Gleichungen:

$$\mathfrak{J}_P = \mathfrak{H}_P \cdot F$$

$$\mathfrak{J}_A = \mathfrak{H}_A \cdot F$$

$$\frac{\mathfrak{J}_P}{\mathfrak{J}_A} = \frac{\mathfrak{H}_P}{\mathfrak{H}_A}$$

oder:

$$\mathfrak{H}_A = \mathfrak{H}_P \cdot \frac{\mathfrak{J}_A}{\mathfrak{J}_P}.$$

Bezieht sich der Index 1 auf Goerz-Beckkohlen und der Index 2 auf normale Kohlen, so gilt:

$$\frac{\mathfrak{H}_{A_1}}{\mathfrak{H}_{A_2}} = \frac{\mathfrak{H}_{P_1}}{\mathfrak{H}_{P_2}} \cdot \frac{\mathfrak{J}_{A_1}}{\mathfrak{J}_{A_2}} \cdot \frac{\mathfrak{J}_{P_2}}{\mathfrak{J}_{P_1}};$$

d. h. also:

$$\text{Verhältnis der aktinischen Flächenhellen} = \frac{\text{Flächenhellenverh.} \cdot \text{Aktinitätsverh.}}{\text{Helligkeitsverh.}}$$

Die Messungen wurden mit normalen Agfa-Bromsilberplatten ausgeführt, d. h. also über den ganzen Empfindlichkeitsbereich dieser Platte von Blau bis Ultraviolett entsprechend der Empfindlichkeitsverteilung der Bromsilberschicht, zum Vergleich wurden *S* A-Kohlen von Gebrüder Siemens gewählt. Es ergaben sich die Werte gemäß folgender Tabelle:

Tabelle 11.

Kohlen-durch-messer	Amp.	$\frac{\mathfrak{J}_{P_1}}{\mathfrak{J}_{P_2}}$	$\frac{\mathfrak{H}_{P_1}}{\mathfrak{H}_{P_2}}$	$\frac{\mathfrak{J}_{A_1}}{\mathfrak{J}_{A_2}}$	$\frac{\mathfrak{H}_{A_1}}{\mathfrak{H}_{A_2}}$
4 mm	15	1,15	1,90	2,20	3,65
5	25	1,15	2,20	2,20	4,22
6	30	1,20	2,30	2,30	4,42
7	40	1,20	2,40	2,30	4,61
8	50	1,20	2,50	2,30	4,80
9	60	1,20	2,60	2,30	4,99
11	80	1,25	2,90	2,40	5,56
13	100	1,30	3,10	2,50	5,95

Aus der Tabelle geht hervor, daß bei nahezu gleicher photometrischer Helligkeit der *S* A-Kohlen und der Goerz-Beckkohlen, sowie nahezu gleichem Aktinitätsverhältnis der Gesamthelligkeit für den Strombereich von 15—100 Amp. die aktinische Flächenhelligkeit der Goerz-Beckkohlen nicht nur erheblich größer ist als die der *S*A-Kohlen, sondern mit der Stromstärke auch noch schneller wächst als die der Vergleichskohlen. Im Durchschnitt würde bei optischer Abbildung die photometrische Aktinität rund 5 mal größer sein, als die der *S* A-Kohlen. Es ist selbstverständlich, daß bei Benutzung von farbenempfindlichen Platten dieses Verhältnis für die Goerz-Beckkohlen noch günstiger wird.

Um einen Maßstab zu geben, sei erwähnt, daß normale Effektkohlen der Marke Noris Chromo

ungefähr ein aktinisches Verhältnis der Flächenhelle von 1,5 zu SA-Kohlen besitzen.

Es ist überraschend, daß die aktinische Flächenhelligkeit mit steigender Stromstärke bei zunehmendem Kohlendurchmesser schneller wächst, als die

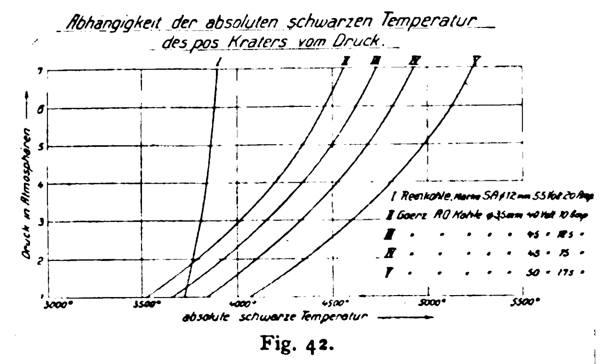


Fig. 42.

photometrische Flächenhelle; während erstere bei einer Kohle von 13 mm Durchmesser und 100 Amp. Belastung rund 6 mal größer ist als bei einer normalen Kohle, ist die photometrische Flächenhelligkeit (siehe auch Tabelle 7) nur rund 3 mal so groß.

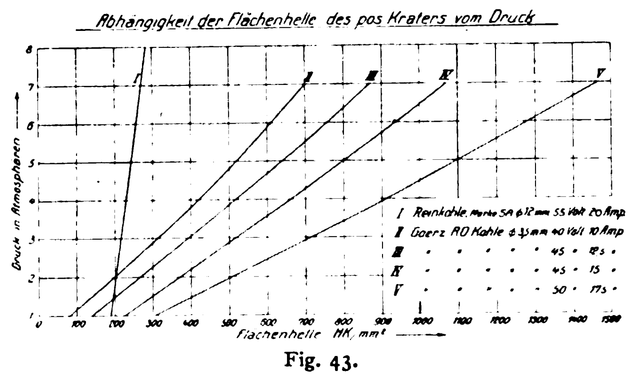


Fig. 43.

Die Ursache liegt in der steigenden Verdampfung der Metallsalze und stärkeren Erregung der Metalldämpfe, die bei der speziellen Zusammensetzung der Kohle besonders kräftig im Ultraviolett zum Ausdruck kommt, sowie in der steigenden Temperatur der Goerz-Beckkohlen mit zunehmendem Durchmesser, die sich im kurzwelligen Gebiet stärker auswirkt als im sichtbaren. Bei der überwiegend Linienemission der Goerz-Beckkohlen sind leider genauere Messungen sehr umständlich und schwierig.

13. Die Goerz-Becklampe unter Druck.

Es lag nahe, auch die Goerz-Becklampe unter Druck zu untersuchen. Die Firma Körting & Mathiesen A.-G. in Leipzig stellte mir in liebenswürdiger Weise den von Herrn Mathiesen für seine Untersuchungen benutzten Druckbehälter zur Verfügung. Leider gestattete dieser Behälter nur die Verwendung von Lampen mit niedriger Stromstärke.

Die Resultate der Messungen in einer Kohlensäureatmosphäre sind in Fig. 42 und 43 wiedergegeben, von denen die erstere den Verlauf der schwarzen Temperatur des positiven Kraters, die zweite den Verlauf der Flächenhelle in Abhängigkeit vom Druck wiedergibt. Es zeigte sich zunächst, daß sowohl die absolute Temperatur, wie natürlich auch die Flächenhelle, in allen Druckbereichen von der Belastung der Kohle abhängen. Darüber hinaus aber ergab sich weiterhin, daß der Verlauf der Kurven bei verschiedener Belastung verschieden war, derart, daß bei höherer Belastung schwarze Temperatur und Flächenhelle mit dem Druck schneller ansteigen als bei niederer Belastung, wie dies auch O. Lummer bei seinen Versuchen bereits gefunden hat. Da Lummer bei seinen Messungen Fluorkalziumkohlen benutzt hat und uns bekannt war, daß Effektkohlen bei genügender Belastung Anzeichen des Beck-Effekts geben, wenn durch genügend starke Verdampfung des Dochtes die Kohle ausgehöhlt und der Dampf im Innern der ausgehöhlten Kohle stärker belastet wird, versuchten wir auch Reinkohle unter Druck, wobei sich das überraschende Ergebnis zeigte, daß die Temperatur und die Flächenhelle dieser nur in ganz geringem Grade von dem Druck abhängig ist, nach obigen Resultaten ist man geneigt, die geringe Zunahme der scheinbaren Temperatur und Flächenhelle zum mindesten zu einem Teil auf das Konto der Verunreinigungen bzw. des Kohlendampfes vor dem Krater zu setzen.[1])

Damit sind die von Lummer gezogenen Schlußfolgerungen hinfällig und gezeigt, daß die Steigerung der Temperatur und der Flächenhelle ausschließlich oder nahezu ausschließlich von der mit steigendem Druck zunehmenden Dichte der Metalldämpfe von dem positiven Krater der Effektkohlen herrührt. Damit sind auch die von Lummer an seine Resultate geknüpften Folgerungen über die Beziehung zwischen Druck und Verdampfungstemperatur des Kraters nicht mehr zu halten.

Es ist noch zu erwähnen, daß in dem untersuchten Bereich die Flächenhelligkeit nahezu proportional mit dem Druck steigt. Trotz des geringen Meßbereichs dieser Untersuchungen sieht man, daß mit Hilfe der Goerz-Beckkohlen unter Druck bei der für diese Kohlen normalen Belastung außerordentlich hohe Temperaturen und Flächenhelligkeiten erreichbar sind. Bei der Belastung von 17,5 Amp. für die 3,5 mm Kohle, die noch unter der normalen Belastung liegt, ist bei Steigerung des Druckes von 1 auf 7 Atmosphären

---

[1]) Inzwischen hat auch Hedwig Kohn dies Resultat veröffentlicht, jedoch erst nach meinem Vortrag auf der Naturforscherversammlung in Nauheim, Ztschr. f. Phys.



die Steigerung der Flächenhelligkeit nahezu das Fünffache. Extrapoliert man auf 20 Amp. Belastung, so würde man bei 7 Atmosphären Druck eine Flächenhelligkeit von weit über 2000 HK/mm² erreichen. Es wäre sehr erwünscht, auch hochamperige Goerz-Beck-Lichtbogen mit 250—300 Amp. Belastung unter Druck zu untersuchen. Jedoch waren s. Zt. die Schwierigkeiten hierfür zu groß.

Der G.-B.-Lichtbogen brannte unter Druck bemerkenswert ruhig, nur ist der Abbrand der Kohlen ein sehr schneller.

(Eingegangen am 7. März 1923.)

Über eine Lichtquelle von sehr hoher Flächenhelligkeit.[1])

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium des Siemens-Konzerns.)

Von H. Gerdien und A. Lotz.

Lichtquellen von sehr hoher Flächenhelligkeit haben nicht nur ein physikalisches, sondern auch ein erhebliches technisches Interesse. Es hat daher nicht an Versuchen gefehlt, die bekannten Lichtquellen in ihrer Flächenhelligkeit zu steigern. Die meiste Aussicht von allen bietet der elektrische Lichtbogen. Bei dem Lichtbogen haben sich die Anstrengungen auf Steigerung der Flächenhelligkeit zunächst auf die Anode gerichtet. Bei dem Reinkohlenbogen führt der Versuch, durch Steigerung der Stromstärke bei gegebenem Anodendurchmesser die Flächenhelligkeit zu steigern, nicht zum Ziel, weil die anodische Basis des Bogens sich bei Steigerung der Stromstärke mit angenähert konstanter Stromdichte von der Stirnfläche der Elektrode auf die Mantelfläche hin ausbreitet. Dabei ist die nahezu konstante Stromdichte eine Funktion des Gasdruckes, und zwar steigt sie mit wachsendem Druck. Es gelang daher O. Lummer[2]), die Flächenhelligkeit an der Anode bei erhöhtem Druck sehr wesentlich über die bisher bekannte für den Druck einer Atmosphäre geltende Flächenhelligkeit hinaus zu steigern. Zu allgemeiner Verwendung dieser Lichtquelle ist es aber bisher nach unserer Kenntnis nicht gekommen, was mit der Schwierigkeit zusammenhängen dürfte, den eingeschlossenen, unter Druck brennenden Lichtbogen stabil zu erhalten und die von der Anode ausgesandte Lichtintensität ökonomisch nutzbar zu machen.[3]) Von anderer Seite[4]) sind dann Versuche gemacht worden, die Flächenhelligkeit bei atmosphärischem Druck dadurch zu steigern, daß die Ausbreitung der anodischen Basis auf die Mantelfläche der Elektrode durch besondere Maßnahmen verhindert wird. Der Lichtbogen wird also gezwungen, auf einer begrenzten Elektrodenfläche zu brennen; dabei wächst der Anodenfall und damit die zur Erhitzung des Kraters verfügbare Energie. Durch die schnelle Verdampfung des Elektrodenmaterials wird dem Vorgehen nach dieser Richtung hin bald eine Grenze gezogen. In der Steigerung der Flächenhelligkeit kommt man nur weiter, wenn man den Sitz der Lichtemission von der festen Elektrode in den Gasraum hinein verlegt. Bei der bekannten Becklampe[1]) sowohl in der ursprünglichen Ausführungsform, die ihr von ihrem Erfinder gegeben wurde, als auch in der von G. Gehlhoff[2]) beschriebenen Form, handelt es sich um Effektkohlen; hier befindet sich in dem unmittelbar vor der Anodenstirnfläche ruhenden Dampfwölkchen der Sitz der Lichtemission. Ähnliche Wirkungen sind von E. Podszus[3]) erzielt worden. Die Ausbreitung der anodischen Basis auf den Mantel der Elektrode wurde durch verschiedene Mittel verhindert: teils wurde Kühlung durch einen Kohlenwasserstoff enthaltenden Gasstrom benutzt, teils wurde die Elektrode innerhalb eines isolierenden, feuerfesten Rohres vorgeschoben, teils die Anode mit einem isolierenden Überzug versehen, teils wurde durch Abschirmen des elektrischen Feldes von der Mantelfläche die Ausbreitung der Basis auf diese verhindert.

Im Anschluß an die Versuche von Podszus[3]) bewegten sich unsere eigenen Bemühungen auf Steigerung der Flächenhelligkeit zunächst auch in der bisherigen Richtung. Auch wir bemühten uns durch Umschließen des Brennendes der Anode oder Kathode mittels eines kühlenden und elektrisch abschirmenden, gegen die Elektroden isolierten Ringes die Flächenhelligkeit an der Elektrode zu steigern. Da jedoch der von Podszus verwendete wasserdurchströmte Metallring nur eine begrenzte Belastung der Anode zuläßt, verfielen wir auf den Gedanken, eine wesentlich leistungsfähigere Kühlung des Schutzringes dadurch zu erzielen, daß wir das Kühlwasser zwangen, über die der Strahlung des Brennendes ausgesetzte Oberfläche des Ringes zu fließen. Ein derartiger Schutzring ist in Fig. 1 abgebildet. Er besteht aus einem hohlen Kupferring, der über das Brennende geschoben werden kann. Der Mantel der zentralen Öffnung des Ringes, welcher das Brennende umschließt, ist an mehreren Stellen von feinen Boh-

[1]) Vortrag auf der Naturforscherversammlung in Leipzig Sept. 1922.

[2]) O. Lummer, Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur. Sammlung Vieweg 1914, S. 131.

[3]) W. Mathiessen, Untersuchungen über den elektrischen Lichtbogen. Leipzig 1921.

[4]) E. Podszus, Verh. d. D. Phys. Ges. **21** (1919), S. 284.

[1]) Beck, D.R.P. 262913, 1910.

[2]) G. Gehlhoff, Zeitschr. f. techn. Physik **1** (1920), S. 7—16, 37—47.

[3]) Podszus, Patentanmeldung S. 487, 13, VIII, 21f., 2. Juli 1918.

rungen durchsetzt, welche den Hohlraum des Schutzringes tangential zur zentralen Bohrung verlassen. Führt man dem Hohlraum des Ringes Druckwasser zu, so treten mehrere tangential gerichtete Wasserstrahlen in den Zwischenraum zwischen Schutzring und Elektrode ein. Das Wasser rotiert mit großer Geschwindigkeit um die Achse der Elektrode und wird dabei durch die Zentrifugalkraft fest gegen die Wand des Schutzringes angepreßt. Gibt man dem Schutzring von dem Querschnitt des Wassereintrittes nach dem offenen Ende zu eine kleine Erweiterung, so schleudert das Wasser mit etwas abnehmender Bahnkrümmung

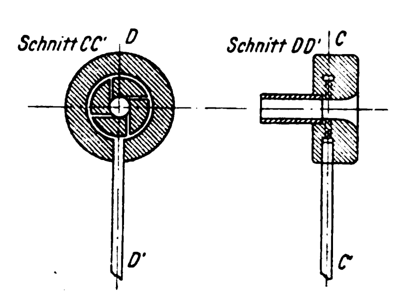


Fig. 1.

nach dieser Seite des Schutzringes hin und breitet sich hier noch immer rotierend über die Endfläche aus. Am äußeren Rande des Schutzringes spritzt es ab oder kann durch eine geeignete Fangvorrichtung aufgefangen und abgeleitet werden. Außer metallenen Schutzringen haben wir vorübergehend auch einen Schutzring benutzt, der nach der Seite des Brennendes hin aus Quarzglas bestand. Derartige oberflächengekühlte Gegenstände sind für den Lichtbogen nahezu unangreifbar: einmal ist die Kühlung der Oberfläche eine überaus wirksame auch bei sehr geringer Wasserzufuhr, da nicht nur die Verdampfungswärme, sondern auch die Dissoziationswärme als Energie aufnehmender Speicher wirkt. Aber nicht nur als gewöhnlicher gekühlter Schutzring befindet sich die beschriebene Anordnung vor dem Angriff des Lichtbogens in Sicherheit: ein Ansetzen des Lichtbogens an Metallteilen, die mit einer solchen Wasserhaut überspült werden, wenigstens soweit sie dadurch zur Kathode werden würden, ist auch deswegen unmöglich, weil, wie Stark und Cassuto[1]) gezeigt haben, die kathodische Basis sich niemals an der Oberfläche einer elektrolytisch leitenden Flüssigkeit ausbilden kann. In der Tat gelang es bei unseren Versuchen, die Kathode eines Lichtbogens stets in vollkommener Sicherheit durch einen oberflächengekühlten Schutzring zu umschließen, während bei dem Versuch, das gleiche mit der Anode auszuführen, nicht selten ein Ansetzen des Lichtbogens

[1]) J. Stark und L. Cassuto, Physikal. Zeitschr. **5** (1903), S. 264.

auf dem Schutzring zu beobachten war, sobald dieser z. B. durch ein von der Anode abspringendes Kohleteilchen in leitende Verbindung mit der Anode geriet. Immerhin gelang es, eine Elektrode von 5 mm Durchmesser mit Stromstärken bis zu 100 Amp. zu belasten. Dabei konnte beobachtet werden, daß die innerhalb des Schutzringes brennende Elektrode sich vermutlich infolge einer Reaktion zwischen dem Wasserdampf und der Kohle vom Rande her verflüchtigte und zuspitzte. Der weiteren Steigerung der Flächenhelligkeit bei hoher Stromdichte stellt sich bald die Erhitzung der vom Strom durchflossenen Elektrode in den Weg. Obgleich

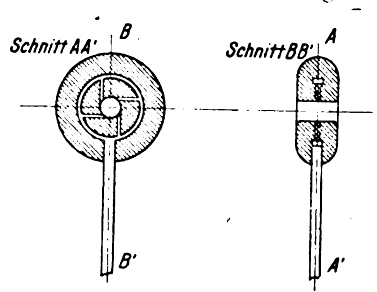


Fig. 2.

wir stark verkupferte Elektroden verwendeten und die Stromzuführung durch Schleifbürsten unmittelbar hinter dem Schutzring vornahmen, wurde das Ende der Elektrode doch schon innerhalb des Schutzringes durch die schnell eintretende Erhitzung zerstört, so daß ein sicheres Brennen des Bogens unmöglich gemacht wurde.

Wir schlugen daher einen anderen Weg ein, die Flächenhelligkeit zu steigern, indem wir uns nicht mehr um die Beeinflussung der Vorgänge nahe dem Elektrodenende bemühten, sondern die Stelle der stärksten Einschnürung des Lichtbogens an eine beliebige Stelle seiner positiven Säule hin verlegten. Es wurde ein beiderseits symmetrisch gestaltetes Kupferdiagramm benutzt, an dessen engstem freiem Querschnitt die Wasserzuführung wie bisher in tangentialen Bohrungen vorgenommen wurde. Das Wasser breitet sich nun auf diesem Diaphragma nach beiden Seiten gleichmäßig aus und überspült beide Stirnflächen des Ringes bis zum Rande (vgl. die Fig. 2).

Jetzt konnten wir für das Studium der Lichtemission bei hoher Stromdichte Elektroden von beliebiger Beschaffenheit, insbesondere von beliebigem Querschnitt verwenden. Es bewährte sich als Kathode eine stark verkupferte K-Kohle[1]), als Anode eine ebenfalls stark verkupferte We-De-„Weiß"-Kohle[1]). Bei dieser waren die in ihr enthaltenen Zusätze von seltenen Erden nicht wegen der Beeinflussung des Gasentladungsvorganges durch diese Zusätze gewählt, sondern wegen des

[1]) Von Gebr. Siemens & Co.

besseren mechanisch-thermischen Verhaltens dieser Kohlen, welche weniger als Reinkohlen oder Dochtkohlen bei plötzlichen Abkühlungen oder Erhitzungen zum Springen neigen. Die Stellung der Elektroden und des Diaphragmas zueinander wurde verschieden gewählt. Wir benutzten nacheinander die in Fig. 3 *A* bis *D* angedeuteten Stellungen.

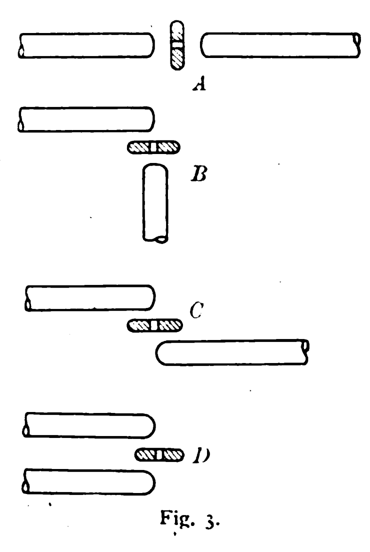


Fig. 3.

Die in *D* dargestellte bewährte sich am besten, sowohl was die freie Ausstrahlung des aus dem Diaphragma kommenden Lichtstromes als auch,



Fig. 4.

was die Stabilität des Bogens anlangt. Bei der letzten Anordnung nämlich treibt das von der Stromschleife herrührende Magnetfeld den im Gase liegenden beweglichen Teil des Stromes im Sinne einer Vergrößerung der Stromschleife fort, zwingt also den Lichtbogen, auf den Enden der Elektroden anzusetzen. Innerhalb des Diaphragmas bedarf es keiner besonderen Maßnahmen, um den Bogen zu stabilisieren. Der stromtragende, intensiv leuchtende Teil der positiven Säule befindet sich hier denkbar gut zentriert und feststehend in der Figurenachse des Diaphragmas (Fig. 4). Jeder Versuch der Annäherung des Bogens an das Diaphragma wird durch sofortige intensive Verdampfung des Kühlwassers vereitelt.[1]) Der Entladungsvorgang ist relativ unempfindlich gegen Störungen. Besonders wirken Luftströmungen weit weniger auf ihn ein, als auf gewöhnliche freibrennende Lichtbögen von hoher Stromstärke. Auf der der Anode zugekehrten Seite des Diaphragmas bis zur engsten Stelle hin setzen sich mit der Zeit Rückstände von verdampftem und an dem Diaphragma kondensiertem Anodenmaterial ab, die aber zu keiner nennenswerten Störung führen. Der Überzug, hauptsächlich aus Oxyden der seltenen Erden be-

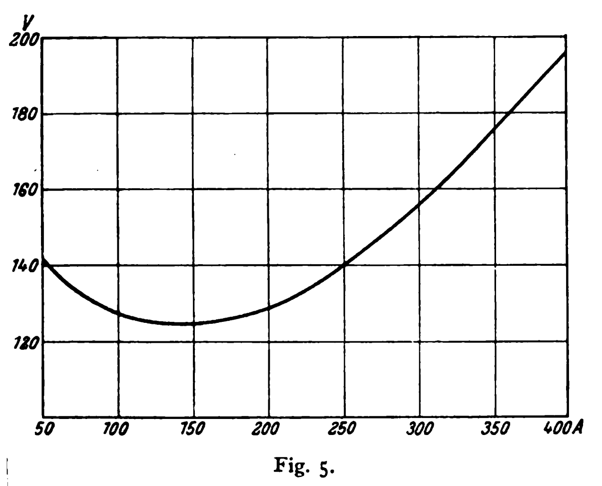


Fig. 5.

stehend, gibt eine glatt anliegende Schicht, welche die Wasserzirkulation nicht hindert und den Querschnitt der freien Öffnung des Diaphragmas nicht unter einen bestimmten Wert herabsetzt; dieser stellt sich im Gleichgewicht zwischen Verdampfung durch den Entladungsvorgang und Kondensation selbsttätig ein. So wird z. B. ein Diaphragma von 5 mm Bohrung mit der Zeit auf etwa 4 mm verringert. Wir haben Diaphragmen von 5 mm Durchmesser mit Stromstärken bis zu 800 Amp., Diaphragmen von 3 mm Durchmesser mit Stromstärken bis zu 500 Amp. lange Zeit störungsfrei betrieben. Der Durchmesser des Leuchtphänomens war dabei in dem weiteren Diaphragma auf etwa 3 mm und dem engeren auf etwa 2 mm zu schätzen, so daß wir Stromdichten von über 100 Amp./mm² innerhalb des Diaphragmas verwirklichen konnten.

Der Bogen innerhalb des Diaphragmas zeigt nach vorläufigen Messungen „steigende" Charakteristik, wie aus dem Diagramm (Fig. 5) zu ersehen ist.

[1]) Die notwendige Wassermenge beträgt je nach der angewendeten Stromstärke 3 bis 10 ccm/sec.



Die Fig. 4, 6 und 7 zeigen den äußeren Aufbau in zwei verschiedenen Anordnungen und die Gestalt des Leuchtphänomens. Innerhalb des Diaphragmas sitzt ein überaus hell leuchtender Stiel, der zu beiden Seiten des Diaphragmas sich

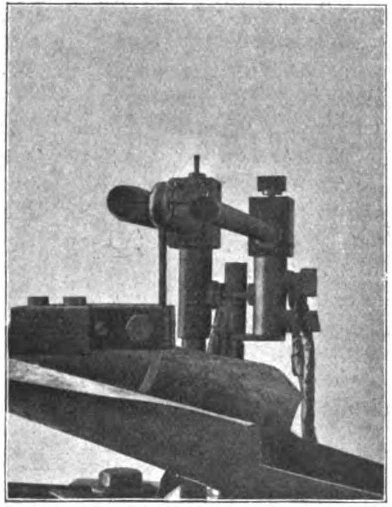


Fig. 6

zunächst nur wenig verbreitert. Weiterhin schießt nach jeder Seite eine wesentlich weniger leuchtende Fackel aus dem Diaphragma heraus. Die Lage von Anode und Kathode ist im großen und ganzen gleichgültig; solange die Elektrodenspannung hin-

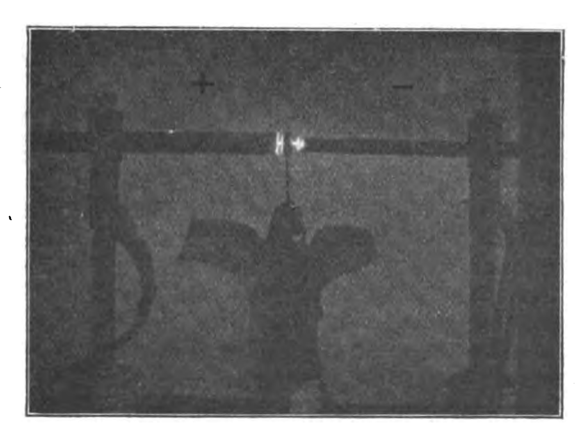


Fig. 7.

reicht, bedarf der Lichtbogen nur einer sehr rohen Regulierung des Elektrodennachschubes. Die Zündung des Bogens haben wir bei unseren Untersuchungen im Laboratorium gewöhnlich mittels eines Zündstiftes bewirkt, der in einer Bohrung der Elektrode eingesetzt, durch das Diaphragma zentrisch hindurchgeführt und mit der anderen Elektrode zur Berührung gebracht wird (Fig. 8). Der Zündstift verdampft in wenigen Bruchteilen einer Sekunde beim Anlegen der Elektrodenspannung und zieht hinter sich den Lichtbogen von einer Elektrode durch das Diaphragma zur anderen Elektrode. Als Zündstifte benutzen wir Kohlestifte von 2 mm oder 1 mm Dicke, die mit Vorteil an der Oberfläche verkupfert, oder noch besser verzinkt wurden. Der Metallbelag bildet dabei einen Schutz gegen die Wasseraufnahme des Zündstiftes, der in feuchtem Zustande bei Belastung durch den Strom explosionsartig zerstäubt, ohne zu zünden. Der Zündstift muß sorgfältig vor Berührung mit dem Diaphragma gehütet werden, da der Lichtbogen sonst, falls das Diaphragma auch nur für kurze Zeit zur Anode wird, mit zerstörenden Wirkungen auf dem Diaphragma ansetzt. Um derartige Berührungen auszuschließen, haben wir mit Vorteil den Zündstift innerhalb eines kurzen Röhrchens aus Marquardtmasse verwendet. Das Röhrchen wirkt als isolierende Hülle

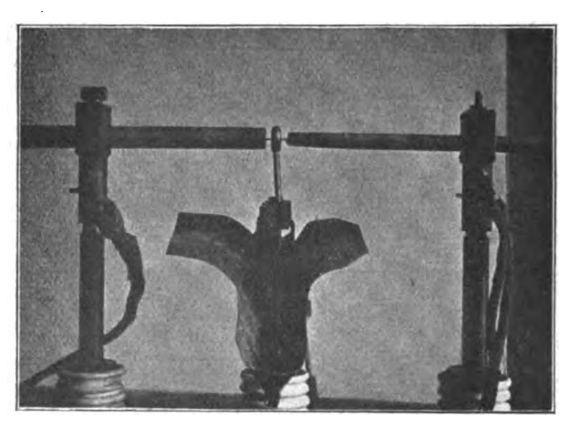


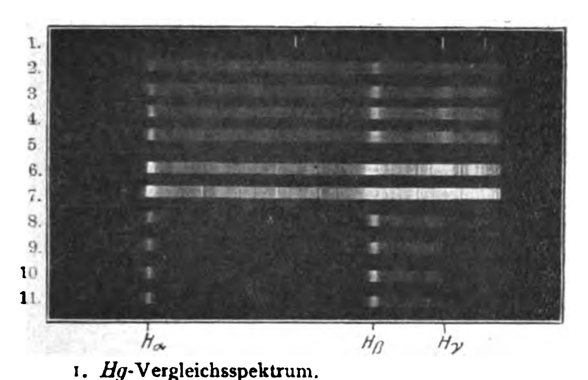
Fig. 8.

und verdampft, sobald der Lichtbogen kurze Zeit in seinem Inneren gebrannt hat. Statt des Zündstiftes aus Kohle können mit gleichem Erfolge dünne Messingdrähte in einer Hülle von Marquardtmasse oder Zinkdrähte benutzt werden, welche durch das Diaphragma geschoben und beiderseits mit den Elektroden in Berührung gebracht werden.

Das Spektrum des aus dem Diaphragma herausstrahlenden Lichtes zeigt vor allem mit einer bei irdischen Lichtquellen bisher noch nicht beobachteten Helligkeit die Serienlinien des Wasserstoffes und zwar alle stark verbreitert. Die Verbreiterung beträgt bei H_α und H_β 20 bis 80 Ångströmeinheiten, bei H_γ 50 bis 100 Å.-E. Parallel zur Figurenachse des Diaphragmas beobachtet zeigen: H_α H_β und H_γ deutlich Selbstumkehrung, und zwar H_α schmal und scharf begrenzt, H_β breit und verwaschen [vgl. die Spektrogramme Fig 9[1])]. Senkrecht zur Figurenachse des Diaphragmas be-

[1]) Den zu einem Teil der Aufnahmen verwendeten „Steinheil"-Gitterspektrographen verdanken wir der Liebenswürdigkeit des Herrrn Prof. Dr. A. Coehn, Göttingen.

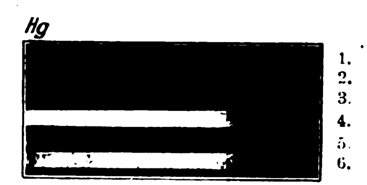
obachtet zeigt nur H_β deutlich Selbstumkehrung. Von den anderen Spektrallinien finden sich mit weit geringerer Intensität die Linien der seltenen Erden, welche aus der Anode stammen; von dem Viellinienspektrum des Wasserstoffes haben wir



1. *Hg*-Vergleichsspektrum.
2.—11. Spektren des Lichtbogens mit verschiedenen Belichtungszeiten aufgenommen, um die einzelnen Spektralbezirke hervortreten zu lassen.

Fig. 9.

auf den Spektrogrammen, welche die Serienlinien stark ausexponiert zeigen, nichts nachweisen können. Im sichtbaren wie im ultravioletten Gebiet auch jenseits der Seriengrenze des Wasserstoffspektrums findet sich eine merkliche kontinuierliche Emission, und weiter nach dem Ultraviolett zu noch einzelne helle Linien und Absorptionslinien (vgl. Spektrogramme Fig. 10). Alle Linien, mit Ausnahme der



1. *Hg*-Vergleichsspektrum.
2.—6. Spektren des Lichtbogens mit verschiedenen Belichtungszeiten.

Fig. 10.

Wasserstofflinien sind relativ zu diesen schwach. Das Wasserstoffspektrum innerhalb des Diaphragmas wird offenbar emittiert von Trägern, welche dem dissozierten Dampf des Kühlwassers entstammen. So ist auch das Nichterscheinen des Viellinienspektrums verständlich, da dieses dem Wasserstoffmolekül angehört.

Wir haben auch Versuche gemacht, andere Elemente als Wasserstoff in dem Bereich höchster Stromdichte zur Lichtemission zu bringen. Das gelingt nicht durch Tränken der Elektroden oder Einführen von Substanz zum Zwecke der Verdampfung von außen her in das Diaphragma. Der Grund für dieses Mißlingen ist der starke Wasserdampf- und Wasserstoffstrahl, der nach beiden Seiten hin von dem Wassereintrittsquerschnitt des Diaphragmas herausschießt und alle etwa von außen eingeführten Substanzen wegspült. Das Färben des Bereiches hoher Stromdichte gelingt nur dann, wenn man die zu verdampfende Substanz radial in der Symmetrieebene des Diaphragmas zuführt. Wir benutzen zu diesem Zweck



Fig. 11.

ein Kupferdiaphragma mit einer radialen Bohrung (vgl. Fig. 11) durch welche wir Drähte oder aus Pulvern gepreßte Stäbchen der zu verdampfenden Substanz einführten. Es konnten so z. B. Linien von Zn, Pb, Cd, Cu, Na, K und C erhalten werden (vgl. auch Spektrogramm Fig. 12). Die Bogenlinien der Metalle zeigten sämtlich weit höhere Flächenhelligkeit als die Wasserstofflinien (tritt wegen der kürzeren Belichtungszeit auf den Spektrogrammen nicht hervor!).

Die Messung der Flächenhelligkeit in spektraler Zerlegung wurde mittels eines König-Martensschen Spektralphotometers ausgeführt. Vor dem Photometer saß eine kleine rechteckig

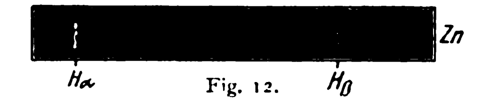


Fig. 12.

begrenzte Blende, die durch eine Mattglasscheibe sehr feiner Körnung verschlossen war. Auf dieser wurde der zu photometrierende Teil des Leuchtphänomens mittels einer Linse scharf abgebildet. Zum Vergleich wurde die Anode eines Reinkohlenbogens, deren Bild unter den gleichen Bedingungen auf der Blende entworfen wurde, photometriert.

Zur meßbaren Schwächung diente, besonders bei der Messung der großen Intensitäten der Wasserstoffserienlinien, ein rotierender Sektor. Die Feineinstellung auf Gleichheit der Helligkeit wurde durch Drehen des Polarisators am König-Martensschen Photometer bewirkt. Die Resultate der Spektralphotometrierung sind in dem typischen Diagramm (Fig. 13) wiedergegeben. Das Diagramm zeigt als Abszissen Skalenteile des Photo-

meters (Wellenlängen), als Ordinaten die Flächenhelligkeit für die betreffende Wellenlänge, als Vielfaches der Flächenhelligkeit des anodischen Kraters des Reinkohlenbogens. Man sieht, daß die Flächenhelligkeit in den verbreiterten Wasserstoffserienlinien das 20 bis 50fache, in dem kontinuierlichen Grunde etwa das 3 bis 5fache der Flächenhelligkeit des Reinkohlenkraters beträgt.[1])

Die beschriebene Form der Gasentladung bringt es mit sich, daß sehr deutliche elektrochemische Wirkungen auftreten. In dem Bereich der eingeschnürten positiven Säule grenzen Gebiete sehr hoher Temperatur an solche relativ niedriger Temperatur; es ist hier wohl der größte, bisher in einem Gase verwirklichte Temperaturgradient vorhanden. Die Folge davon ist das Auftreten intensiver Heiß-Kalt-Reaktionen, z. B. intensiver Oxydation des Stickstoffes der Luft.

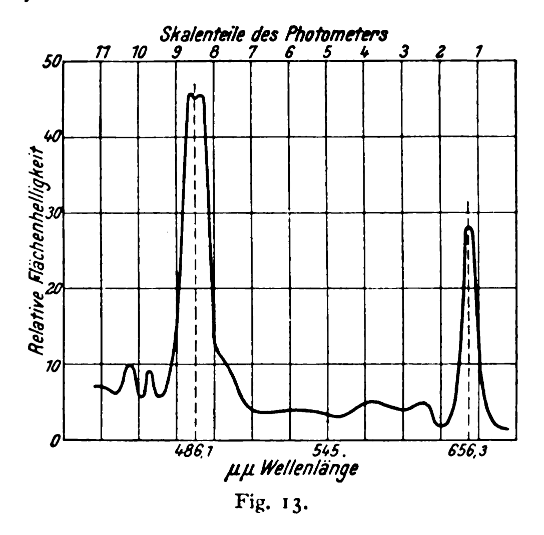


Fig. 13.

Wir verzichten mangels genauer Messungen vorerst darauf, nähere Angaben über die im Inneren des Diaphragmas herrschende Temperatur zu machen. Nach vorläufigen Sondenmessungen ist der Spannungabfall im Diaphragma etwa 40 Volt/cm. Bei einer Stromstärke von etwa 600 Å. würde der Energieaufwand pro Zentimeter Länge der eingeschnürten positiven Säule rund 24 kW betragen. Die Leitung wird in einem Raum von etwa 0,12 ccm in Strahlung umgesetzt, von der allerdings der für Verdampfung und Dissoziation des Kühlwassers aufzuwendende Anteil in Abrechnung gebracht werden muß. Aus der Größe der Energiedichte kann man schließen, daß hier Temperaturen vorliegen, wie sie bisher in einer kontinuierlichen Gasentladung noch nicht verwirklicht wurden.

Wir behalten uns vor, auf weitere Einzelheiten in einer späteren Mitteilung zurückzukommen.

[1]) Die Kontrollmessungen wurden von Herrn Friedrich Güldenpfennig ausgeführt.

Zusammenfassung.

Es wird die positive Säule eines Lichtbogens durch ein an der Oberfläche von Wasser überströmtes Metalldiaphragma eingeschnürt und die eingeschnürte Stelle mit Stromdichten von über 100 Å/mm² belastet. Das emittierte Licht zeigt die Serienlinien des Wasserstoffs zum Teil in Selbstumkehrung mit Flächenhelligkeiten, welche diejenige des positiven Kraters der Reinkohlenbogenlampe um das 20 bis 50fache übertreffen, daneben kontinuierliche Emission, welche die Flächenhelligkeit der positiven Kohle um das 2 bis 5fache übertrifft. Es gelang auch, einige Metallinien in dem Gebiet hoher Stromdichten zum Leuchten zu bringen; die Flächenhelligkeit übertrifft hier zum Teil noch diejenige der Wasserstofflinien.

(Eingegangen am 28. Januar 1923.)

Lumineszenzerscheinungen und ihre Beziehungen zur Technik.

Von Fritz Schröter.

(Vorgetragen in der Sitzung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik am 18. Februar 1921 und mit nachträglichen Ergänzungen versehen.)

(Schluß aus Nr. 1.)

VI. Lichterzeugung durch Elektronenstoß in verdünnten Dämpfen.

Ausgehend von der durch Franck, Hertz, Foote, Mohler u. a. experimentell bewiesenen Möglichkeit, einatomige Metalldämpfe (Hg, Na) durch Elektronen, die eine dem Resonanzpotential mindestens gleiche Spannungsdifferenz frei durchfallen haben, zu monochromatischer Linienemission anzuregen, hat Verf. die Grundzüge einer mit reiner Elektronenentladung, ohne Ionisation, arbeitenden Resonanzlampe entwickelt.[1]) Eine derartige Anordnung ist von Grotrian[2]) untersucht worden. In einem mit Hg-Dampf erfüllten Quarzglasrohr wurden von einer Glühkathode ausgesandte Elektronen durch veränderliche Spannung beschleunigt. Der Druck wurde so hoch gewählt,

[1]) Vortrag in der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft am 22. Januar 1920, referiert Zeitschr. f. techn. Physik **1** (1920), S. 153.

[2]) Zeitschr. f. Physik **5** (1921), S. 148. Holst und Oosterhuis haben die gleiche Untersuchung mit Neon durchgeführt und ein abweichendes Ergebnis erhalten (Physica I, Nr. 3 [1921], S. 78—87). In Neon treten, im Gegensatz zu Argon, Resonanzstöße anscheinend nur in verschwindendem Betrage auf, stark dagegen — unter Emission des ganzen Serienspektrums — die unelastischen Elektronenstöße, die der Ionisierungsspannung entsprechen. Die Schichtenbildung (Schichtpotential etwa 20 V) ist deutlich ausgeprägt.

daß nahezu alle Elektronen zu unelastischem Stoß gelangen konnten. Grotrian erhielt dabei eine Entladung mit Raumladungstypus. Bereits bei 10^{-6} A. war in der Röhre eine grün lumineszierende, geschichtete Säule sichtbar. Ihr Spektrum zeigte deutlich die Resonanzlinie $1{,}5\ S - 2\ p_2$ (253,6 $\mu\mu$) und stimmte im übrigen mit der Bandenemission überein, die das Nachleuchten von Hg-Dampf unter dem Einfluß voraufgegangener Bestrahlung mit der Wellenlänge 253,6 $\mu\mu$ kennzeichnet und sich, mit einem Intensitätsmaximum in Grün, von 630 $\mu\mu$—254 $\mu\mu$ hinzieht (Molekülspektrum).[1]) Das Schichtpotential war dem Resonanzpotential des Metalldampfes, 4,9 V, genau gleich. Somit sind die leuchtenden Schichten als Gebiete lichterzeugender Resonanzstöße der Elektronen aufzufassen, die in den dunklen Zwischenräumen die Anregungsspannung der Linie 253,6 $\mu\mu$ durchlaufen haben.

Daß die Resonanzlinie nicht ausschließlich oder doch überwiegend intensiv erschien, sondern auf Kosten ihrer Helligkeit eine spektrale Verteilung entstand, verbunden mit einer Verschiebung der Emission nach den längeren Wellen zu, wird als Folge der bei dem gewählten Druck schon recht erheblichen Stoßfrequenz der Gasteilchen gedeutet. Neuere Untersuchungen von Franck und seinen Schülern sind in diese Verhältnisse tiefer eingedrungen. Die Wechselwirkung angeregter und unangeregter Atome führt danach 1. zur Bandenemission und -absorption durch die dabei entstehenden und wieder zerfallenden Hg-Moleküle, 2. zu den sogenannten „strahlungslosen Übergängen". Wir betrachten den Einfluß beider Faktoren auf die Energieausbeute der Elektronenstöße in dem leuchtenden Dampfe.

1. Bei der Bandenemission wirken die Moleküle gewissermaßen als „Frequenzwandler", indem sie an Stelle von Ultraviolettstrahlung sichtbares Licht liefern, jedoch auf Kosten der spezifischen Strahlungsleistung $\left(\frac{\text{ausgestrahlte Leistung}}{\text{Wattverbrauch}}\right)$, die für den einzelnen Elementarprozeß durch ν_b/ν_r auszudrücken ist, wenn ν_r die dem Resonanzpotential entsprechende Frequenz, ν_b die beim Abbau der Arbeit des Resonanzstoßes in Form von molekularen Schwingungs- und Rotationsquanten resultierende Frequenz des Elektronenüberganges ist. In der Grotrianschen Resonanzlampe hat ν_b/ν_r für die Träger des sichtbaren Bandenspektrums mit dem Schwerpunkt im Grün den durchschnittlichen Wert 0,4—0,5. Der Rest der ursprünglich vom Atom übernommenen Elektronenenergie ist in Wärmebewegung und ultrarote Strahlung verwandelt worden.[1])

Die Bandenabsorption durch vorhandene Moleküle (von Franck und Grotrian an der Hg-Bande 254 $\mu\mu$ gemessen)[2]) ist erheblich. Ein Teildruck undissoziierter Hg-Moleküle von nur $2 \cdot 10^{-7}$ mm, bei einem Sättigungsdruck des Quecksilbers von 20 mm, wirkt noch stark auslöschend. Diese Fähigkeit der Moleküle erstreckt sich, nach Versuchen von v. d. Lingen und Wood[3]) zu schließen, über das ganze Gebiet der Bandenfluoreszenz; demnach haben wir dort überall wahre Absorption, mithin Herabsetzung des visuellen Nutzeffektes der Resonanzlampe, zu erwarten.

2. Stöße zweiter Art. In Anlehnung an die von Klein und Rosseland[4]) aufgestellte Theorie der Elektronenstöße zweiter Art hat Franck auf die Bedeutung der beim Zusammentreffen angeregter und unangeregter Atome vorhandenen Möglichkeit strahlungsloser Rückkehr des Elektrons auf die Ausgangsbahn aufmerksam gemacht.[5]) Die Wahrscheinlichkeit dafür ist nach Messungen von Cario[6]) in Hg-Dampf sehr groß. Er schloß aus dem Verlauf der Schwächung des Resonanzlichtes durch Zusatz fremder Gase, daß bei Annahme eines plausiblen Wertes für den Durchmesser des angeregten Atomes sämtliche Stöße zu strahlungslosen Übergängen führen. Die Anregungsarbeit soll dabei als Translationsenergie zwischen den stoßenden Massen nach dem Impulssatz aufgeteilt werden können; im Falle von Dampfgemischen kann sie auch auf leichter anregbare Atome unter Hervorrufen neuer Quantensprünge übergehen (gekoppelte Quantensprünge, nachgewiesen in Gemischen von Hg- und Tl-Dampf).

Offenbar können die Stöße zweiter Art den geringen optischen Nutzeffekt aller Lumineszenzvorgänge erklären, soweit sie nicht bei sehr niedrigen Temperaturen oder Drucken stattfinden.[7]) Ist die mittlere Zeit T zwischen zwei gaskinetischen

---

[1]) Bemerkungen über angeregte Atome, Zeitschr. f. Physik **4** (1921), S. 89. Über eine andere Deutungsmöglichkeit s. Franck und Grotrian, Zeitschr. f. techn. Physik **3** (1922), S. 194.

[1]) Im Ultraviolett ist das spezifische Strahlungsvermögen des zerfallenden Hg-Moleküls größer und erreicht an der Bandenkante 254 $\mu\mu$ fast den Wert 1, da der Elektronensprung im Atom und im Molekül wegen dessen geringer Energie fast der gleiche ist.

[2]) Zeitschr. f. techn. Physik **3** (1922), S. 194.

[3]) J. S. van der Lingen und R. W. Wood, Astrophys. Journ. **54** (1921), S. 149.

[4]) Zeitschr. f. Physik **4** (1921), S. 46.

[5]) Einige aus der Theorie von Klein und Rosseland zu ziehende Folgerungen über Fluoreszenz, photochemische Prozesse und die Elektronenemission glühender Körper, Zeitschr. f. Physik **9** (1922), S. 259.

[6]) Über die Entstehung wahrer Lichtabsorption usw., Zeitschr. f. Physik **10** (1922), S. 185.

[7]) Vgl. hierzu die Darstellung der Energiezerstreuung (Adiabatenhypothese) bei chemolumineszenten Gasreaktionen in der Arbeit von Haber und Zisch: Anregung von Gasspektren durch chemische Reaktionen, Zeitschr. f. Physik **9** (1922), S. 302.

Zusammenstößen (die „Stoßzeit") klein im Vergleich zur Lebensdauer τ des Anregungszustandes von etwa 10^{-8} sec, so wird der Bruchteil der in unabgeklungenem Zustande stoßenden Atome oder Moleküle beträchtlich, und deren Anregungsenergie verteilt sich auf mechanische Freiheitsgrade der bewegten Massen, statt reemittiert zu werden. Die Summe der Strahlungsakte, d. h. die abgegebene Lichtmenge, macht dann nur einen geringen Prozentsatz der Wärmetönung des Vorganges aus. Dies gilt für alle Aggregatzustände. Wie bereits im I. Teil dieser Arbeit betont, wird die Resonanzstrahlung als Volumenleuchten nur bei genügender Verdünnung des Dampfes erhalten, während bei höheren Drucken „wahre" Linienabsorption entsteht. Diese zerstreut die Strahlungsenergie nach der Auffassung von Cario nicht nur durch die Molekülrotation, sondern hauptsächlich durch strahlungslose Übergänge, die ja die Reemissionsfähigkeit des optisch absorbierenden Atomes ebensogut vernichten, wie die Emissionsfähigkeit des vom Elektron angeregten.[1])

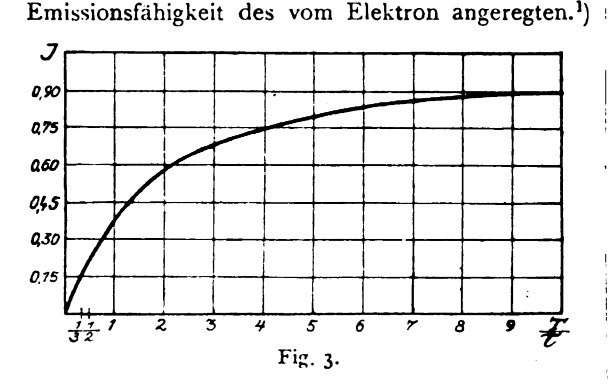


Fig. 3.

Hierdurch wird die starke Auslöschung der Resonanzlinie in allen Metalldampflampen verständlich, wo der leuchtende Kern der Entladung von einer äußeren Dampfhülle hinreichender Dichte umgeben ist.

Die Abschwächung der Resonanzstrahlung durch die Stöße zweiter Art hat Cario unter der Annahme berechnet, daß jedes Zusammentreffen eines angeregten Hg-Atomes mit einem neutralen Atom die Wiederausstrahlungsmöglichkeit vernichtet und daß demgegenüber die Wahrscheinlichkeit der Molekülbildung zu vernachlässigen sei. Er findet für den Wirkungsgrad des Resonanzleuchtens $\left(\frac{\text{Anzahl der Emissionen}}{\text{Anzahl der Anregungen}}\right)$:

$$J = 1 - \frac{\tau}{T}\left(1 - e^{-\frac{T}{\tau}}\right) \text{ [2])}$$

[1]) Über diese Beziehungen und die verschiedenen Übergangsmöglichkeiten bei den Stößen s. z. B. Franck, Zeitschr. f. Physik 9 (1922), S. 259 ff.

[2]) Zur Ableitung dieser Gleichung wird die Leuchtintensität des Dampfes in jedem Augenblick der Anzahl der strahlenden Atome proportional gesetzt; es ist also das Abklingungsgesetz:

$$E_t = E_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

anzuwenden, dessen Beachtung zu der Formel für J führt.

J hängt also nur von dem Verhältnis T/τ ab, d. h. von der Stoßzeit, die durch Dampfdruck, Temperatur, Molekulargewicht und atomare Wirkungssphäre bestimmt ist. Die Kurve (Fig. 3) gibt den Verlauf der J-Funktion wieder und zeigt, daß die Schwächung des Resonanzleuchtens durch die strahlungslosen Übergänge bei genügender Verdünnung des Dampfes unbedeutend wird, mithin praktisch alle Anregungsakte als Licht ausgenutzt werden.

Wir wollen vorstehende Gleichung nunmehr für die quantitative Betrachtung einer Lampe der gedachten Art verwerten, die auf dem elementaren Mechanismus des Resonanzstoßes von Elektronen gegen die Atome eines elastischen, reinen Metalldampfes (Hg, Na) beruht und ohne Ionisierung arbeitet. Soll dabei die Elektronenenergie möglichst vollständig in Resonanzstrahlung umgesetzt werden, so sind die zulässigen oberen Grenzen des Dampfdruckes durch die Beziehung zwischen J und T/τ vorgeschrieben.[1]) Da die Konzentration der angeregten Teilchen in dem stromdurchflossenen Dampf stets klein bleibt, dürfen wir bei einer Überschlagsberechnung für die Anzahl der Stöße n, welche diese Teilchen bei der Hin- und Herbewegung in dem Überschuß neutraler Atome pro Zeiteinheit erleiden, die vereinfachte Formel anwenden:[2])

$$n = 1/T = \pi \cdot (r_0 + r_1)^2 \cdot N \cdot \Omega \cdot \sqrt{2},$$

worin $r_0 + r_1$ die Summe der Radien des unangeregten und des angeregten Atomes, N die Loschmidtsche Zahl, Ω die mittlere arithmetische Geschwindigkeit der Atome bedeutet. Bei dem Druck p (in mm) und der abs. Temperatur Θ ergibt sich daraus für einen Dampf, dessen Mol m g wiegt:

$$T/\tau = 1{,}585 \cdot 10^{-16} \cdot \frac{\sqrt{m \cdot \Theta}}{p \cdot (r_0 + r_1)^2}. \quad (2)$$

[1]) Diese Beziehung liefert nur einen Mindestwert des Wirkungsgrades, da in unserem Falle die angeregten Hg- oder Na-Atome nicht überwiegend mit indifferenten Gasteilchen, sondern mit neutralen Atomen ihrer eigenen Art zusammentreffen, also die Wahrscheinlichkeit der Molekülbildung und damit der Rückgewinnung eines Bruchteils der Anregungsarbeit in Form einer sichtbaren Bandenfrequenz auf Kosten der völlig strahlungslosen Übergänge zunimmt (wenigstens bei Hg). Bei Drucken, wo die Stoßfrequenz eine Rolle zu spielen beginnt, kann also die Leuchtintensität merklich größer werden, als aus T/τ berechnet wird. — Bei höheren Temperaturen können nicht alle Stöße zweiter Art sein, da umgekehrt atomare Zusammenstöße Elektronensprünge anzuregen vermögen (Temperaturstrahlung).

[2]) Vgl. O. E. Meyer, Die kinetische Gastheorie, Breslau 1899, S. 261.

Ist aus T/τ die Größe von J ermittelt, so finden wir für die Resonanzstrahlung in Watt bei einmaligem Durchlaufen der Resonanzspannung V_r:

$$W_r = q \cdot i \cdot V_r \cdot J, \tag{3}$$

wenn i die Stromstärke und q den Bruchteil derjenigen Elektronen angibt, die unter den Arbeitsbedingungen unserer Entladungslampe zu unelastischem Stoß gelangen, also das getroffene Atom anregen. Bezeichnet ferner V_a die Elektrodenspannung und demnach $i \cdot V_a$ den Wattverbrauch — die für die Gewinnung der Elektronen an der Kathodenoberfläche aufzuwendende Arbeit sei zunächst vernachlässigt —, so wird der Nutzeffekt des Leuchtvorganges (die „spezifische Strahlungsleistung"):

$$S = W_r/i \cdot V_a = q \cdot J \cdot V_r/V_a. \tag{4}$$

Die von der „idealen" Kathodenfläche ($x = 0$, Potential $V = 0$) ausgehenden Elektronen mögen sämtlich die Anfangsgeschwindigkeit Null haben. Sie werden durch die angelegte Spannungsdifferenz, die das Resonanzpotential V_r wenig überschreiten und weit unterhalb des Ionisierungspotentials bleiben soll, beschleunigt und bewirken die Emission des Resonanzlichtes in einer vor der Anode ($x = a$, Potential $V_a > V_r$) liegenden Dampfschicht, nachdem sie die für unelastischen Stoß erforderliche Geschwindigkeit erlangt haben. Zwecks Vereinfachung der Betrachtung lassen wir eine Reihe von Einflüssen, wie Energieverluste durch Wärmeleitung und -strahlung, Angriff des heißen Metalldampfes auf Gefäßmaterial und Elektroden, etwaige Kontaktpotentiale u. a.[1]), unberücksichtigt. Unter den angegebenen Spannungsverhältnissen haben wir, in Übereinstimmung mit der Erfahrung, die Entladung als einen reinen Elektronenstrom mit Raumladungscharakteristik zu betrachten. Die aus der leuchtenden Schicht, längs eines Spannungsabfalles $V_a - V_r$, den wir auf einige Zehntel Volt festsetzen wollen, kommende Strahlung ist monochromatisch und besteht bei Hg aus der ultraviotetten Linie 253,6 $\mu\mu$, bei Na aus der D-Linie 588,9 $\mu\mu$. Da letztere nicht weit vom visuellen Reizmaximum (554 $\mu\mu$ bis 558 $\mu\mu$) entfernt liegt, ist der Fall des Natriums in beleuchtungstechnischer Hinsicht der interessantere. Nehmen wir an, daß die Helligkeitsempfindung im Gebiet der D-Linie bei gleicher Energie das 0,8-fache derjenigen beim Reizmaximum beträgt, so entspricht 1 Watt Natriumlicht etwa 520 Lumen.

Die spezifische Strahlungsleistung S und im Falle des Na-Dampfes die Lumen pro Watt zugeführter Leistung ($S \cdot 520$) erhalten wir bei gegebenem p, Θ, V_a und V_r, wenn wir bezüglich der Größe von q in Gleichung (4) eine bestimmte Annahme machen. Die Lampe werde so dimensioniert, daß bei der herrschenden Stromstärke $q = 0{,}9$ wird, d. h. 90% aller Elektronen für die Anregung ausgenutzt werden. So gelangen wir zu folgenden Beispielen:

1. Quecksilberdampf: Resonanzpotential 4,9 V, $V_a = 5{,}3$ V gesetzt; $p = 0{,}45$ mm Sättigungsdruck bei $\Theta = 381^0$, $m = 200{,}6$. Die Atomradien nehmen wir wie in den erwähnten Arbeiten an: $r_0 = 1{,}5 \cdot 10^{-8}$ cm, $r_1 = 4{,}55 \cdot 10^{-8}$ cm. Hieraus folgt:

$$T/\tau = 26{,}6, \quad J = 0{,}96, \quad \underline{S = 0{,}8}.$$

Die Lampe würde, abgesehen vom Verbrauch der Kathode, 80% der zugeführten Wattleistung als Resonanzstrahlung abgeben.

2. Natriumdampf: Resonanzpotential 2,1 V, $V_a = 2{,}3$ V gesetzt; $p = 0{,}21$ mm Sättigungsdruck bei $\Theta = 663^0$ [1]), $m = 23{,}05$. Bei der Unsicherheit der Atomradien setzen wir als Grenzen:

a) $r_0 = 1{,}5 \cdot 0{,}53 \cdot 10^{-8}$ cm [2]), $r_1 = 6 \cdot 0{,}53 \cdot 10^{-8}$ cm. Demnach:

$$T/\tau = 58{,}3, \quad J = 0{,}98, \quad \underline{S = 0{,}8}.$$

b) $r_0 = 5 \cdot 10^{-8}$ cm [3]), $r_1 = 4 \cdot 5 \cdot 10^{-8}$ cm. Demnach:

$$T/\tau = 1{,}49, \quad J = 0{,}48, \quad \underline{S = 0{,}4}.$$

Im Falle b) würden also die Verluste durch strahlungslose Übergänge bereits mehr als 50% ausmachen (der gewählte Druck wäre mithin schon zu hoch). Der dem wirklichen Atomradius des Na entsprechende Wert von S dürfte zwischen den beiden gefundenen liegen. Die Lichtleistung der Dampflampe würde für jedes zugeführte Watt nach a) ~ 416 Lumen, nach b) ~ 208 Lumen betragen. (Das theoretische Maximum des schwarzen Temperaturstrahlers ist ~ 90 Lumen/Watt bei 6500°.)

Grundsätzlich ist demnach der Elementarvorgang der Erzeugung von Resonanzstrahlung durch Stöße langsamer Elektronen ein geeignetes Mittel zur Erzielung sehr hoher Leuchtökonomie, sofern mit so niedrigen Drucken des einatomigen Dampfes gearbeitet wird, daß die Stöße zweiter Art weder beim Anregungs- noch beim Absorptionsakt eine wesentliche Rolle spielen können. Die weitere rechnerische Untersuchung dieses Verfahrens läßt jedoch mit Rücksicht auf die durch die Raumladung bedingte Begrenzung der Stromdichte und der

[1]) Zu den vernachlässigten Einflüssen kämen noch: die Doppelstruktur der Resonanzlinie, etwaige Quantensprünge unterhalb V_r (in Hg-Dampf sehr schwach bei 4,7 V wahrnehmbar), ferner die Möglichkeit, daß Atome innerhalb ihrer Anregungszeit mehrmals mit Elektronen zusammenstoßen und so in höhere Quantenzustände gelangen.

[1]) Vgl. Ladenburg und Minkowski, Die Verdampfungswärme des Natriums usw., Zeitschr. f. Physik **6** (1921), S. 158, Tabelle 2.

[2]) Vgl. z. B. Landé, Zeitschr. f. Physik **1** (1920), S. 196 und **2** (1920), S. 87.

[3]) Nach einer Angabe in der erwähnten Arbeit von Ladenburg und Minkowski, S. 158.

Wattaufnahme wenig Hoffnung für die Ausführbarkeit derartiger Lampen übrig. Eine vereinfachte Theorie der Elektronenbewegung in dem unterhalb des Resonanzpotentiales elastisch reflektierenden Dampf (G. Hertzscher Verlustfaktor $k' = 2\,m/m'$ beim einzelnen Stoß in Hg $5{,}5 \cdot 10^{-6}$, in Na $4{,}8 \cdot 10^{-5}$) führt bei Annahme paralleler Elektrodenplatten zu der Raumladungsgleichung[1]):

$$\left.\begin{aligned} i_{\max} &= \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{V_a^{3/2}}{a^3} \\ &= 1{,}049 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\lambda}{a^3} \cdot V_a^{3/2}, \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

wenn i die Stromdichte in A/cm², V_a das Anodenpotential in Volt, a den Elektrodenabstand und λ die freie Elektronenweglänge in gleichen Einheiten bezeichnen. Die Gleichung gibt die Charakteristik angenähert wieder, sofern 1. λ nicht wesentlich von der Elektronengeschwindigkeit abhängt, 2. der Weg, den die Elektronen nach unelastischem Zusammenstoß noch bis zur Anode zurückzulegen haben, gegenüber a zu vernachlässigen ist, 3. λ/a genügend kleine Werte hat, d. h. der Elektrodenabstand im Verhältnis zur freien Elektronenweglänge groß genug gewählt wird.

Letztere Bedingung ist sicher erfüllt infolge der Forderung, daß bei genügend tiefem Gasdruck ein hoher Prozentsatz der Elektronen zu unelastischem Stoß gelangen soll. Nach H. Sponer[2]) ist die den Verlauf der Seeligerschen Anregungsfunktion bestimmende Ausbeute α an unelastischen Stößen, die in der Gegend des Resonanzpotentiales ein Maximum hat, von der Größenordnung $^1/_{100}$ bis $^1/_{1000}$. Sollen nach der voraufgehenden Annahme 90% aller Elektronen unelastisch stoßen, während sie von einem Punkt mit dem Potential V_r bis zur Anode gelangen, so ist die dazu notwendige mittlere Stoßzahl $Z = \log 0{,}1 / \log(1 - \alpha)$.

Daraus folgt für $\alpha = {}^1/_{100}$ $Z \sim 230$, für $\alpha = {}^1/_{1000}$ $Z \sim 2330$. Dies bedeutet in Ansehung der großen λ-Werte, mit denen bei den gewählten Drucken zu rechnen ist, einen erheblichen Elektrodenabstand. Er kann unter Benutzung der Gleichung (5) folgendermaßen berechnet werden:

Die Punkte mit den Potentialen V_r und V_a mögen die Abszissen x_1 und x_2 haben. Nach G. Hertz ist die Fortschreitungsgeschwindigkeit des Elektrons $\frac{dx}{dt} = \frac{\gamma \cdot \lambda}{v}$. Man findet daraus unter Beachtung, daß $\frac{v \cdot dt}{\lambda} = dZ$ die Stoßzahl der Elektronen beim Durchlaufen der Strecke dx in Richtung der X-Achse darstellt und daß man γ und v bei konstantem i mittels Gleichung (5) als Funktionen von x ausdrücken kann:

$$Z = \frac{1}{\lambda^2} \cdot \int_{x_1}^{x_2} x \cdot dx = \frac{1}{\lambda^2} \cdot \frac{x_2^2 - x_1^2}{2}, \ ^{1})$$

woraus sich nach Eliminieren der Koordinaten für den Elektrodenabstand a, der bei gegebenen λ, Z, V_a und V_r erforderlich sein würde, um 90% aller Elektronen zu unelastischem Stoß gelangen zu lassen, der Ausdruck ergibt:

$$a = \lambda \cdot \sqrt{\frac{2Z \cdot V_a}{V_a - V_r}}. \quad (6)$$

Aus dem so gefundenen a wird die zugehörige Sättigungsstromdichte i nach Gleichung (5) ermittelt.

Mit Hilfe der Gleichungen (5) und (6) können wir uns nunmehr über die Dimensionen und die Wattleistung der gedachten Elektronenstoßlampen quantitative Vorstellungen machen, wobei von vornherein feststeht, daß die Konstante $1{,}049 \cdot 10^{-5}$ der Gleichung (5) und die umgekehrte Proportionalität der Stromstärke mit a^3 nur äußerst geringe Stromdichten erwarten lassen. Berechnet man λ (als das $4 \cdot \sqrt{2}$ fache der freien Weglänge des Atomes) aus den Beispielen für p, Θ und r_0 und setzt man für Z als Grenzen die $\alpha = {}^1/_{100}$ bzw. $= {}^1/_{1000}$ entsprechenden Werte 230 bzw. 2330 ein, so gelangt man zu folgenden Daten, die zur Veranschaulichung der geringen Aussichten des geschilderten Lichterzeugungsverfahrens dienen können:

1. Quecksilberdampf:

$$\lambda = 0{,}123 \text{ cm}, \quad V_a = 5{,}3 \text{ Volt}.$$

a) bei $\alpha = {}^1/_{100}$ wird

$$a = 9{,}6 \text{ cm}, \quad i = 1{,}78 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2;$$

---

[1]) Die pro cm² emittierender Kathodenfläche zu erwartende Stromstärke kann für eine derartige Anordnung nicht nach der bekannten, für Hochvakuum abgeleiteten Beziehung zwischen Strom und Spannung berechnet werden. Denn die dafür gültige Gleichung wird unter der Annahme erhalten, daß die Elektronengeschwindigkeit $v = \sqrt{2e V/m}$, multipliziert mit der Elektronendichte ϱ, die Stromdichte angibt. In unserem Falle bewegen sich jedoch die Elektronen bei der geringen beschleunigenden Spannung in dem einatomigen Metalldampf unter vielfachen Zusammenstößen und elastischen Reflexionen auf einem komplizierten Wege. Wir können dann die Stromdichte als Produkt aus ϱ und der Fortschreitungsgeschwindigkeit v_x der Elektronen im Sinne von G. Hertz (Verh. D. Phys. Ges. **19** (1917), S. 268ff.) auffassen, wobei $v_x = \gamma \cdot \lambda / v$, wenn λ die freie Elektronenweglänge, γ die auf das Elektron in der X-Richtung wirkende Beschleunigung und $v = \sqrt{2e V/m}$ die vom Elektron infolge Durchlaufens der Potentialdifferenz V erlangte Geschwindigkeit bedeuten.

[2]) Über die Häufigkeit unelastischer Zusammenstöße von Elektronen mit Quecksilberatomen, Zeitschr. f. Physik **7** (1921), S. 185.

[1]) Die Stoßzahl ist also nur von x und λ, nicht von der Feldstärke abhängig. Für homogene Felder hat Holst dieses Ergebnis schon früher gefunden [Physica II (1922), S. 15—26]; die Stoßzahl des Elektrons ist in diesem Falle beim Durchlaufen der Strecke x gegeben durch x^2/λ^2.

b) bei $\alpha = 1/_{1000}$ wird

$$a = 31{,}6 \text{ cm}, \quad i = 5{,}51 \cdot 10^{-10} \text{ A/cm}^2.$$

2. Natriumdampf:

$$\lambda_1 = 0{,}0413 \text{ cm}, \quad \lambda_2 = 1{,}633 \text{ cm}, \quad V_a = 2{,}3 \text{ Volt}.$$

a) bei $\alpha = 1/_{100}$ wird

$$a_{\lambda_1} = 3{,}0 \text{ cm}, \quad i = 5{,}58 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2;$$
$$a_{\lambda_2} = 119 \text{ cm}, \quad i = 3{,}57 \cdot 10^{-11} \text{ A/cm}^2.$$

b) bei $\alpha = 1/_{1000}$ wird

$$a_{\lambda_1} = 9{,}6 \text{ cm}, \quad i = 1{,}73 \cdot 10^{-9} \text{ A/cm}^2;$$
$$a_{\lambda_2} = 378 \text{ cm}, \quad i = 1{,}11 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2.$$

Die Resonanzlampe mit unipolarer Elektronenentladung krankt hiernach an der Dimensionsfrage, da die erzielte Strahlungsleistung $W_r = 0{,}9\, i \cdot V_r \cdot J$ gegenüber den Verlusten durch Wärmeleitung und -strahlung an den Gefäßwänden verschwindend wäre und die Differenz zwischen den zugeführten und den emittierten Watt nicht genug Wärmeeinheiten liefern würde, um das System auf der dem Sättigungsdruck entsprechenden Temperatur zu erhalten. Dabei ist der Wattbedarf der Elektronenquelle noch nicht berücksichtigt. Er ist bei den heutigen Kathoden mit thermischer Emission noch so groß, daß die nach Gleichung (5) berechnete Entladungsleistung $i \cdot V_a$ dagegen verschwände. Sie könnte nun allerdings durch Erhöhung von V_a gesteigert werden, wobei sich in Übereinstimmung mit dem Befund von Grotrian eine durch V_a/V_r bestimmte Mehrzahl von leuchtenden Schichten ausbilden müßte. In diesem Falle versagt Gleichung (5). Man kann aber zu einer angenäherten Vorstellung der quantitativen Verhältnisse kommen, wenn man jede leuchtende Schicht, in der ja die Elektronen völlig abgebremst werden, als selbständige Kathode in bezug auf die nächste Schicht auffaßt. Dann bleibt die Stromstärke unverändert so, wie sie durch Gleichung (5) gegeben ist, und die Wattleistung der Entladung wächst auf das $n$fache, wenn n die Schichtenzahl ist. In gleichem Maße hätten wir aber den Elektrodenabstand zu vergrößern, falls nach wie vor 90% aller Elektronen in jeder Schicht dicht oberhalb des Resonanzpotentiales unelastisch stoßen sollen. Wir kämen so wiederum zu Abmessungen, die aus den obigen Gründen als technisch sehr unbequem erscheinen.[1])

G. M. J. Mackay[2]) schloß aus ähnlichen Betrachtungen, die er unter Zuhilfenahme eines hypothetischen Gases mit dem Resonanzpotential 2,3 V (entsprechend der Lage des visuellen Reizmaximums) anstellte, man müsse versuchen, den Raumladungseffekt durch irgendein Mittel, z. B. positive Ionen, zu überwinden. Das ist wiederholt empfohlen worden; es ist aber nicht ersichtlich, wie dann die damit verknüpften Verluste[1]) vermieden werden könnten. Zwar ist der Anteil der positiven Ionen an der Stromarbeit bei geringer Stromstärke klein, er steigt aber mit der Stromdichte, da sich das Verhältnis i_+/i_- in dem Maße vergrößert, als dem Massenwirkungsgesetz zufolge neben freien Elektronen negative Atomionen auftreten (was durch die bekannten Druckdifferenzen in Edelgasleuchtröhren wahrscheinlich gemacht wird). In den Hg-Lichtbögen der gewöhnlichen Dampflampen und -apparate bewegen sich allerdings überwiegend freie Elektronen, und zwar so, daß sie ihre Energie zumeist oberhalb 4,9 V an die Hg-Atome unter Anregung des Resonanzquantensprunges abgeben. Nur wenige Elektronen erreichen die Ionisierungsgeschwindigkeit und damit die Fähigkeit zur Erzeugung neuer Ionenpaare. Man hat dann zwei Fälle zu unterscheiden:

1. Bei hohem Dampfdruck (Quarzlampe) ist die Dichte der Anregungen groß, aber man sollte nach dem Verlauf der Kurve (Fig. 3) einen geringen Wirkungsgrad der Resonanzstrahlung erwarten. Indessen darf man in dem Kern der Entladung, seiner außerordentlich hohen Temperatur wegen, gemäß Gleichung (2) doch noch beträchtliche Werte von T/τ annehmen, zumal in Anbetracht der Größe von m und der geringen Wahrscheinlichkeit des Vorwiegens von Elektronenbahnen mit großen Radien. Die Resonanzlinie wird dort also trotz hohem Druck relativ stark auftreten. Hinzu kommt, daß das System Elektron-Atom sich bei den extremen Temperaturen in der Achse des Lichtbogens nicht mehr so weit ab vom thermischen Energiegleichgewicht befindet. Die Wahrscheinlichkeit von Elektronenstößen zweiter Art (nach Klein und Rosseland l. c.) ist dann in dem gleichen Maße vergrößert wie die Ausbeute α an Resonanzstößen; d. h. die langsameren Elektronen können auf Kosten der kinetischen Energie der Atome beschleunigt werden. Diese Rückgewinnung elektrischer Arbeit kommt dem Nutzeffekt der Lampe zugute.

2. Bei niedrigem Druck haben T/τ und J höhere Werte. Aber zugleich wächst in den üb-

[1]) Es wäre denkbar, daß man den Elektronen unter Inkaufnahme einer erheblichen Komplikation der Anordnung durch elektrische oder magnetische Hilfsfelder längere Bahnen und damit höhere Stoßzahlen bei kleinem Anodenabstand aufzwingen könnte; es ist aber nicht zu vergessen, daß die Konstante in der Gleichung (5) ihren geringen Wert behält, sofern sie nicht infolge der durch das Hilfsfeld eventuell verstärkten Raumladungswirkung noch kleiner wird.

[2]) G. M. J. Mackay, Knowns and Unknowns of Light Production, Trans. Illum. Eng. Soc. XV (1920), S. 545 bis 557.

[1]) Die positive Ionisation im Verein mit dem unter den gegebenen Verhältnissen zu geringen Druck, der das Auftreten höherer Quantenzustände begünstigt (kurzwelliges Licht), dürften erklären, warum die von Pirani und Lax, Zeitschr. f. techn. Physik 3 (1922), S. 232 beschriebene Na-Glimmlampe mit positiver Säule einen nur geringen Nutzeffekt besaß (bei 60 mA 1,5 – 5 W/HK, bei 12 mA 20 W/HK.

lichen Lampen das Potentialgefälle auf die freie Weglänge, mit ihm die Ionisation und Energiezerstreuung durch positive Träger, ohne daß die Möglichkeit der Rückgewinnung durch Stöße zweiter Art bestände. Die Ökonomie der Resonanzstrahlung 253,6 $\mu\mu$ sinkt, da, abgesehen von dem relativ stärkeren Auftreten des $2\ P$-Zustandes (durch 6,7 V-Elektronen), innerhalb der langen Stoßzeiten wiederholtes Elektronenbombardement unabgeklungener Atome, verbunden mit Durchbrechung des Auswahlprinzips und Emission von Serienlinien mit höherquantigen Ausgangsbahnen, möglich wird, wogegen strahlungslose Übergänge von der $2\ P$- auf die $2\ p_2$-Bahn mit nachfolgender Aussendung der Linie 253,6 $\mu\mu$ des niedrigen Druckes wegen kaum in Frage kommen.

Überträgt man diese Betrachtungen auf Dampflampen, deren erste Resonanzlinien an günstigen Stellen des sichtbaren Spektrums liegen (Na, Ca), so ersieht man, daß die heutige Technik nur konsequent handelt, wenn sie angesichts der wohl kaum überwindlichen Schwierigkeiten, mittels langsamer Elektronen in hochverdünnten Dämpfen Resonanzlicht zu erzeugen, den Grundsatz der Energiekonzentration auch bei den Entladungslampen weiter verfolgt. Man hat auf diesem Wege noch in jüngster Zeit beachtenswerte Erfolge durch Einengung freibrennender Flammenbögen erzielt.[1])

Für Gase, deren Lumineszenz auf Grund ihres Verhaltens gegenüber Elektronenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit nicht in erster Linie als Anregungs-, sondern als Wiedervereinigungsleuchten zu deuten ist, z. B. Neon, gelten die vorstehenden Ergebnisse nicht. Die Verhältnisse sind dabei noch zu unübersichtlich, um quantitative Überlegungen hinsichtlich der maximal erreichbaren Leuchtökonomie anstellen zu können.

VII. Feste und flüssige Lumineszenzstrahler als Lichtquellen.

A. Photo- und Radiolumineszenzkörper.

Die durch Belichtung verursachten Fluoreszenz- und Phosphoreszenzerscheinungen werden hier unter der Benennung Photolumineszenz, die verschiedenen Formen des durch Korpuskularstrahlung (α-, Kathoden-, Kanalstrahlen) hervorgebrachten Leuchtens unter der Bezeichnung Radiolumineszenz zusammengefaßt. Beide Phänomene können, wie in den radioaktiven Leuchtmassen, gleichzeitig vorhanden sein. Einige Beispiele bisheriger technischer Anwendungen der Fluoreszenz sind der Rhodaminschirm bei der Quecksilberdampflampe, der Röntgenleuchtschirm, die Sichtbarmachung der kurzwelligen Strahlung durch Chininsalzlösungen im Ultraviolettphotometer u. a. Die festen Phosphore sind als eigentliche Lichtspeicher bedeutungslos geblieben und dienen heute nur in Gemischen mit α-Strahlern, die das Lumineszieren der Grundsubstanz (Zinksulfid) durch Szintillation unterhalten; als selbstleuchtende Anstriche. Auf die Benutzung phosphoreszierender Stoffe zur Beseitigung des Flimmerns wechselstromgespeister Entladungslampen durch Ausfüllung der Leuchtpausen während der Stromumkehr hat Verf. schon a. O. hingewiesen. Bei Lampen von ohnehin geringer Helligkeit (Neonglimmlampen) bewirken starke Präparate eine wesentliche Beruhigung des Lichtes, da das Aussetzen der Strahlen kürzerer Wellenlänge (Grün bis Violett) mehr zum Flimmereffekt beiträgt, als das der langwelligen, und der Phosphor erstere während der Stromunterbrechungen ausreichend nachliefert.

Die Transformation von Strahlungsfrequenzen mittels Fluoreszenz veranschaulicht folgender Versuch: Führt man in eine stickstoffgefüllte Glimmentladungsröhre, die ein violettes Kathodenlicht von sehr geringem Nutzeffekt zeigt, eine mit kristallisiertem Uranylkaliumsulfat bedeckte, durch Glas gegen Ultraviolettstrahlung geschützte Fläche ein, so leuchtet diese lebhaft grün, und die Gesamtlichtstärke der Lampe nimmt dadurch merklich zu. Dies erklärt sich aus dem Verlauf der Augenempfindlichkeitskurve. Das Uranylsalz wird durch Wellenlängen zwischen etwa 445 $\mu\mu$ und 380 $\mu\mu$ erregt und emittiert Banden in der Gegend des Reizmaximums. 1 Watt Strahlungsleistung entsprechen bei 445 $\mu\mu \sim 1{,}8\ HK_0$, bei 555 $\mu\mu \sim 50\ HK_0$. Bei einer derartigen Frequenzwandlung von 455 $\mu\mu$ in 555 $\mu\mu$ müßte im Idealfalle, wo jeder Anregungsakt wieder zu einem Emissionsakt führt, die Leuchtintensität auf das 27 fache steigen, während der Energieverlust nur 18 % ausmachen würde. (Auch ultraviolettes Licht könnte selbstverständlich auf diese Weise umgeformt werden.) Bei vorstehendem Versuch ist die meßbare Lichtzunahme allerdings klein im Verhältnis zu dem theoretisch möglichen Wert, weil nicht jeder Elementarprozeß für die Fluoreszenz ausgenutzt wird.

Wir kommen damit zu den für die lichttechnische Anwendung von Photolumineszenzquellen wesentlichsten Punkten: Erhöhung der Flächenhelligkeit und Größe des Wirkungsgrades. Als solchen definieren wir das Verhältnis

$$\frac{\text{Emittierte Lichtmenge } J'}{\text{Gesamte Erregungsarbeit } A}.\ ^{1)}$$

[1]) Nach neueren Patentanmeldungen von Siemens & Halske.

[1]) Über diese Verhältnisse siehe Pringsheim, Fluoreszenz und Phosphoreszenz, Berlin 1921, S. 82 ff. — Bezüglich der Leuchtfarbe sei hier eingeflochten, daß man weißleuchtende Phosphore erhalten kann, z. B. durch Mischen von Uranin- und Terephtalsäure-Borsäurephosphoren in sehr befriedigender Weise. Im übrigen sei hinsichtlich dieser Frage auf den Zusammenhang der Dielektrizitätskonstanten

Die Zahlenangaben der Tabelle 2 in Teil I beziehen sich bei den Phosphoren auf einen Punkt des nach erfolgter Belichtung anfangs steil abfallenden Teiles der Abklingungskurve. Danach kann die Flächenhelligkeit während der Erregung ein Vielfaches des angegebenen Höchstwertes von etwa 10^{-5} HK/cm² erreichen. Aber selbst die wirksamsten bisher bekannten Photolumineszenzkörper, zu denen die mit den chlorhaltigen Derivaten des organischen Luminophors hergestellten Borsäurephosphore, ferner das Silikalhydroxyd[1]) zählen, zeigen keine größeren Fluoreszenzintensitäten als maximal etwa 10^{-3} HK/cm², Werte, die für eine beleuchtungstechnische Verwendung noch um 1 bis 2 Zehnerpotenzen zu tief liegen. Eine rohe Messung ergab bei einem von Herrn Dr. Tiede freundlichst überlassenen, grün leuchtenden Uraninborsäurephosphor, 1 sec nach voller Erregung, rund $2 \cdot 10^{-4}$ HK/cm². Diese im Vergleich zu Erdalkali- oder Zinksulfidphosphoren bemerkenswerte Lichtstärke, die auf sehr helle Fluoreszenz im bestrahlten Zustand schließen läßt, konnte durch Vergrößerung der etwa 2 mm betragenden Schichtdicke des glasartigen, im Bereich seiner langwelligen Lumineszenzbanden gut durchsichtigen Präparates noch gesteigert werden. Das bestätigt die Bedeutung der Lichtdurchlässigkeit. Bei kleinkristallinischer, feinkörniger Struktur des Phosphors kann die auffallende Strahlung wegen der Reflexion an der Oberfläche nicht weit eindringen; nur die obersten Schichten werden ausgenutzt. Läßt sich die Substanz dagegen in Form großer, durchsichtiger Einzelkristalle oder als amorpher, klarer Schmelzfluß gewinnen, so ist bei der technischen Ausnutzung die Schichtdicke nur durch die Größe des Extinktionskoeffizienten der festen Lösung für die erregenden und für die emittierten Wellenlängen begrenzt (wobei die Struktur der Emissionsverteilung im kristallisierten Zustande natürlich schärfer ausgesprochen sein wird als im amorphen).[2]) Ob neben diesem Wege zur Steigerung der spezifischen Helligkeit derjenige weiterer Anreicherung der aktivierbaren Moleküle gangbar sein wird, läßt sich heute nicht zuverlässig beantworten. Fig. 4, die sich auf einen Lenardschen Ca-Bi-Phosphor bezieht (Kurve I: Lichtsumme des Nachleuchtens, Kurve II: Fluoreszenzhelligkeit während der Erregung), zeigt, daß der aufspeicherbare Arbeitsvorrat für den Nachleuchtprozeß bei wachsender Konzentration schnell sein Maximum erreicht, während die Fluoreszenzhelligkeit zwar noch stetig wächst, aber alsbald merklich verzögert, offenbar infolge der zunehmenden Auslöschung durch strahlungslose Übergänge der angeregten Moleküle. Das Hervortreten des Intensitätsmaximums schon bei relativ geringer Dichte der anregbaren Gebilde ist die allen Photolumineszenzträgern gemeinsame, auch für die neuentdeckten Borsäurephosphore charakteristische Eigenschaft, die ihre lichttechnische Ausnutzung vorläufig auf Sonderfälle beschränkt.[1])

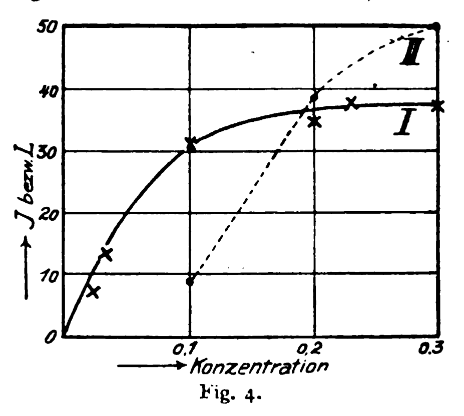


Fig. 4.

Die Frage nach der spezifischen Höchstintensität hängt eng mit derjenigen nach dem Wirkungsgrad zusammen. Vielfach sind die von Lenard veranlaßten Messungen der absoluten Energieaufspeicherung bei Phosphoren dahin ausgelegt worden, daß diese mit dem Nutzeffekt 1 arbeiten. Aus den genannten Untersuchungen läßt sich aber nur entnehmen, daß die pro Metallatom (eines Ca-Bi-Phosphors) emittierte Strahlung der Arbeit entspricht, die durch vier abgespaltene Photoelektronen gebunden werden kann. D. h. die insgesamt am Atom aufspeicherbare Energie kommt vollständig als Licht zum Vorschein (vgl. das Buch von Pringsheim, S. 112). Diese Feststellung berechtigt indessen noch nicht zu Schlüssen hinsichtlich der Größe von J'/A, da die von den wirksamen Zentren absorbierte Arbeit mit der eingestrahlten A keineswegs identisch zu sein braucht (was kalorimetrisch leicht zu entscheiden ist). Positiver zu bewerten sind die von Pringsheim erwähnten Messungen des Verhältnisses der

der Phosphore mit den Wellenlängen der Emissionsbanden (bei gleichem wirksamen Schwermetall) verwiesen (Pringsheim, S. 114).

[1]) Vgl. H. Kautsky und H. Zocher, Über die Beziehung zwischen Chemi- und Photolumineszenz bei ungesättigten Siliciumverbindungen, Zeitschr. f. Physik **9** (1922), S. 267.

[2]) Anmerkung bei der Korrektur: Nach neueren Untersuchungen von Schleede und Ganzckow (an Sulfidphosphoren) kommt Phosphoreszenzfähigkeit scheinbar nur dem kristallinischen Zustande zu.

[1]) Verf. prüft zurzeit die Anwendbarkeit von Borsäurephosphoren zur flimmerfreien Herabsetzung der Bildfrequenz in der Kinematographie vermittels Projektionsflächen, die mit Präparaten von hoher Anfangsintensität und schneller Abklingung bekleidet sind. Der Zweck dieses Verfahrens besteht in der Ersparnis an Filmmaterial und in der mechanischen Vereinfachung der Wiedergabeapparate. — Über die Emissions- und sonstigen physikalischen Eigenschaften der Borsäurephosphore siehe R. Tomaschek, Ann. d. Phys. **67** (1922), S. 612 ff.

in der Erregungsverteilung zur Absorption gelangten Energie zur Lichtsumme J' des Phosphors, woraus ein Nutzeffekt ~ 1 gefolgert wurde. Danach würde das photochemische Äquivalenzgesetz $E_a = N \cdot n \cdot h \cdot \nu$ (h Plancksche Konstante, n Zahl der pro Atom abspaltbaren Photoelektronen, ν Eigenfrequenz der Emissionselektronen) für den Erregungsvorgang bei der Phosphoreszenz gültig sein, indem für die absorbierte Strahlung E_a kein größerer Wert gefunden wird, als sich aus der Menge N angeklungener Zentren, multipliziert mit dem von jedem derselben aufspeicherbaren Energiequantum $n \cdot h \cdot \nu$ ergibt. Genaue Nachprüfung dieses Resultates wäre im beleuchtungstechnischen Interesse wünschenswert.

Was die Fluoreszenz und den m-Prozeß betrifft, so steht es nach den Beobachtungen über den Einfluß der Konzentration auf die Helligkeit und nach neueren Berechnungen von Franck außer Zweifel, daß sich bei der im festen und flüssigen Zustand vorhandenen Moleküldichte die strahlungslosen Übergänge, d. h. wahre Absorption unter Temperaturerhöhung, stark geltend machen müssen. Franck[1]) berechnete für Quecksilber beim kritischen Druck (1100 atm.) und bei der kritischen Temperatur (1700°) das Verhältnis der strahlungslosen Quantensprünge N' zur Anzahl N der spontanen Lichtemissionen und fand:

$$N'/N \sim 10^6.$$

Dieses Ergebnis erklärt, warum die Fluoreszenzemission in dem bestrahlten Medium ein so seltener Vorgang ist und wie tief die Schwierigkeiten, zu einer größeren Konzentration der lumineszierenden Zentren zu gelangen, in der Natur der Materie begründet liegen. Bei dem lebhaften Impulsaustausch der Massenteilchen und der gegenseitigen molekularen Beeinflussung ist, abgesehen von der Erregung bei tiefen Temperaturen, die Wahrscheinlichkeit für ungestörtes Abklingen äußerst gering.

Die Auslösung der Stöße zweiter Art kann man sich nur in der Weise vorstellen, daß die auf höherzahlige Quantenbahnen gehobenen Elektronen in die Felder von Nachbarmolekülen geraten. Denkbar wäre nun, daß in kompliziert gebauten Molekülen gewisse Elektronen unter Energiezufuhr (durch Reaktionswärme oder Resonanz) Quantensprünge auf Bahnen ausführen, die gegen äußere Felder völlig abgeschirmt sind. Derartige Gebilde würden sich bei normaler Temperatur verhalten wie die gewöhnliche Materie bei sehr weitgehender Abkühlung, d. h. in starkem Maße und mit hohem Wirkungsgrade fluoreszenzfähig sein können.[2])

[1]) Zeitschr. f. Physik 9 (1922), S 259.

[2]) Auf die Folgerungen, die sich aus dieser Annahme hinsichtlich der Dielektrizitätskonstanten und der optischen Eigenschaften des gedachten Moleküls ergeben, wird Verf. bei späterer Gelegenheit zurückkommen.

Für die d-Zentren der Phosphoreszenz gelten diese Betrachtungen nicht ohne weiteres, da der Aufspeicherungsvorgang für die Emission der Dauerbanden einen ganz anderen Mechanismus voraussetzt als bei der Fluoreszenz, wo die Elektronen im Kraftfeld ihres Atomrestes verbleiben. Bei der Abspaltung der Photoelektronen vom wirksamen Metallatom verschwindet zugleich die „erregende" Absorption für das beteiligte Molekül. Aufspeicherungsgrad und Nutzeffekt werden dann von dem Gleichgewicht zwischen der „erregenden" Absorption in dem einen und der „auslöschenden" Absorption in dem umgekehrten Sinne abhängen, wenn man diese Vorgänge als Reaktionen auffaßt. Die Gleichgewichtskonstante ist dabei durch die Konzentration der aktivierbaren Moleküle bestimmt. Die Weiterverfolgung dieser thermodynamischen Betrachtung lehrt, daß die räumliche Dichte der wirksamen Zentren tatsächlich niedrige Grenzwerte haben muß, oberhalb deren eine Zunahme der Lichtsumme nicht mehr zu erwarten ist. Hinsichtlich der Anwendung der Phosphore als Lichtakkumulatoren im eigentlichen Sinne läßt dieses Ergebnis nicht viele Hoffnungen übrig.

Mit der Frage der Umkehrbarkeit der erregenden Reaktion hängt wiederum diejenige der chemischen Unveränderlichkeit des Luminophors und der Konstanz seiner Leuchtfähigkeit eng zusammen. Alle bisherigen Photolumineszenzstoffe zeigen die bekannte Ermüdung. Nach Perrin ist die Lichtemission stets die Begleiterscheinung eines photochemischen Umsatzes, der das aktive Molekül zerstört. Dagegen wird jedoch geltend gemacht, daß die zerstörenden Wellenlängen durchaus nicht mit der Erregungsverteilung zusammenzufallen brauchen.[1]) Die zahlreichen Beobachtungen, denen zufolge die Substanz durch bloßes Erhitzen oder Umkristallisieren die anfängliche Leuchtkraft wiedergewinnen kann, sprechen für die Auffassung, daß die Ermüdung in solchen Fällen mit dem An- und Abklingen des Luminophors nicht in unmittelbarer ursächlicher Verbindung stehen muß. Ist sie aber nur die Auswirkung einer langsam verlaufenden Nebenreaktion, so scheint es nicht aussichtslos, einen geeigneten verzögernden Vorgang zu finden, um das Nachlassen der Intensität auf technisch zulässige Werte zu beschränken.

Quantitativ näher untersucht ist bisher nur der Helligkeitsabfall bei Radiolumineszenz (radioaktiven Leuchtfarben). Nach Berndt[2]) scheint der Verlauf der bei konstanter α-Strahlung gefundenen Abklingungskurve die Rutherfordsche Annahme zu bestätigen, wonach jeder Aufprall eines α-Teilchens das getroffene leuchtfähige ZnS-Molekül

[1]) Vgl. die erwähnte Arbeit von Tomaschek, Ann. d. Phys. 67 (1922), S. 628.

[2]) Zeitschr. f. techn. Physik 1 (1920), S. 102.

zerstört. (Über die Lichtschwächung als Zeitfunktion siehe die Daten der Tabelle 4 der Berndtschen Arbeit.) Man darf aus diesem Resultat jedoch bezüglich der Ermüdung gewöhnlicher Phosphore keine Analogieschlüsse ziehen angesichts der durch die Lichtsummenmessung bewiesenen Tatsache, daß bei jeder vollen Erregung die Gesamtheit aller aufspeicherungsfähigen Zentren beansprucht wird. Der Stoß des α-Teilchens ist in Anbetracht seiner hohen Energie mit der Anregung durch Lichtfrequenzen nicht vergleichbar. Diesem Unterschiede verdankt die Radiolumineszenz mittels α-Strahlern vermutlich auch ihren trotz der geringen Lichtintensität sehr bedeutenden Wirkungsgrad, der nach einer neueren Veröffentlichung von Hess[1]), auf Watt und HK_0 umgerechnet, den niedrigen Wert von 0,05 bis 0,07 W/HK_0 besitzt.

Die Anfangsenergie eines α-Teilchens beträgt etwa $0{,}6 \cdot 10^{-5}\, e \cdot m \cdot e$. Sie würde, unter Zugrundelegung einer mittleren Wellenlänge im Gelbgrün des Spektrums, $1{,}6 \cdot 10^{6}$ Lichtquanten dieser Frequenz gleichwertig sein. Berücksichtigt man die Verteilung der Emission bei ZnS, so folgt aus dem angegebenen Wirkungsgrad, daß mindestens die Hälfte der Energie der α-Strahlen in Licht umgewandelt wird. Den Umsatz so vieler Quanten kann nicht ein einzelnes komplexes ZnS-Molekül besorgen, sondern es müssen daran zahlreiche Moleküle längs der leuchtenden Bahn des α-Strahls teilnehmen. Die Rutherfordsche Hypothese ist mit dieser Überlegung nicht vereinbar. Wie der Mechanismus der Lichterzeugung im Einzelnen verläuft und welche Einflüsse elektrodynamischen Ursprungs in Anbetracht der großen Geschwindigkeit der α-Teilchen dabei mitwirken, entzieht sich einstweilen unserer Erkenntnis. In den Kanalstrahlenröhren können wir auch bei den höchsten beschleunigenden Spannungen nur sehr geringe Bruchteile der Energie der α-Strahlen an bewegten Massen anhäufen. Die durch Kanalstrahlenträger hervorgerufene Szintillation geeigneter Präparate (ZnS, Lenardsche Phosphore) ist relativ lichtschwach und ihr Wirkungsgrad verschwindend.[2])

Über die Anwendung von Kathodenstrahlen zur Lumineszenzerregung (bei Salzen, Oxyden, insbesondere denen der seltenen Erden) liegt ein umfangreiches Literaturmaterial vor, das jedoch eine lichttechnische Auswertung vorläufig kaum gestattet. Auf einige Veröffentlichungen wurde schon in Teil I hingewiesen. Ein gemeinschaftliches Kennzeichen aller Experimentaluntersuchungen ist hierbei die Beobachtung der Kathodolumineszenz erst bei relativ hohen Elektronengeschwindigkeiten, die wiederum unbequeme Spannungen (Größenordnung 10^3 bis 10^4 V) erfordern. Diese Eigentümlichkeit zeigen auch diejenigen Substanzen, welche bei Belichtung schon durch sichtbare Frequenzen, also Lichtquanten, die 3 V entsprechen, angeregt werden.[1]) Vielfach wirkt scheinbar der Kathodenstrahl als solcher überhaupt nicht auslösend, sondern die an Gasresten hervorgerufene Ultraviolettstrahlung. Sorgfältiges Arbeiten bei äußerster Luftleere wird diese Unsicherheit zu beseitigen suchen müssen, sofern dann nicht sekundäre Einflüsse, wie das Entstehen inaktiver Oberflächenschichten der Substanz, die Feststellung des wahren Reizschwellenwertes der Elektronengeschwindigkeit für die Lichterregung vereiteln.

Erwähnt sei, daß die von Tiede und Büscher[2]) beobachtete Kathodolumineszenz des Borstickstoffs offenbar eine die gewohnten Grade weit übertreffende Intensität aufweist. Nichols (l. c., I. Teil) deutet das Kathodenstrahlenleuchten der von ihm untersuchten Oxyde bei erhöhter Temperatur als Folge einer Lockerung des Sauerstoffs durch die Anregung in gewissen komplexen Molekülen. Bei der Rückkehr des O_2 in die ursprüngliche Bindung wird das Licht ausgesandt (kombinierte Kathodo- und Oxylumineszenz).

B. Chemolumineszenzreaktionen.

Leuchtvorgänge chemischen Ursprungs kommen in allen Aggregatzuständen zahlreich vor, auch in Gasform (Zerfall von aktivem N_2, Einwirkung von Ozon auf Kohlenoxyd, von O_2 auf Dithiokohlensäure- und Thiocarbaminsäureester, von Halogenen auf Metalldämpfe unter bestimmten Bedingungen u. a.). Trautz, der zuerst auf die Kinetik dieser Erscheinungen gründlich einging und den wichtigen Satz von der Proportionalität der Lichtintensität mit der Reaktionsgeschwindigkeit aussprach, hat 1905 eine Übersicht über das damals bekannte Material gegeben.[3]) Ausführlicher wurde das orangefarbene Leuchten des Pyrogallols bei Oxydation in alkalischer Lösung untersucht. Kürzlich haben Kautsky und Zocher (l. c.) die sehr hellen Lumineszenzerscheinungen studiert, welche die Oxydation des Silikalhydroxyds $(Si_2OH)OH$, einer festen, rot gefärbten Substanz von bemerkenswerten optischen Eigenschaften, begleiten. Das bandenförmige Leuchten erscheint, je nach der Konzen-

[1]) V. F. Hess, Trans. Illum. Eng. Soc. **17** (1922), S. 127. Unberücksichtigt ist dabei die potentielle Energie der zerfallenden komplexen Moleküle.

[2]) Vgl. Baerwald, Über die Erregung von Alkaliphosphoren durch Kanalstrahlen, Beibl. z. d. Annalen **39** (1912), S. 849.

[1]) Zur Erklärung dieser Verschiedenheit könnten inaktive Schichten, Querschnittsbetrachtungen, Eindringungstiefe, Reflexion der Elektronen, Polarisationseffekte u. a. herangezogen werden, siehe auch Lenard, Heidelberger Berichte 1912.

[2]) E. Tiede und F. Büscher, Ber. D. Chem. Ges. **53** (1920), S. 2209.

[3]) M. Trautz, Zeitschr. f. phys. Chemie **53** (1905), S. 1.

tration der wirksamen Si-Verbindung, grün bis rot (in stetigem Übergang) und ist dadurch charakterisiert, daß seine spektrale Verteilung, bei gleicher Zusammensetzung des Präparates, von der Erregungsart, ob Chemo-, Photo-, Thermo- oder Kathodolumineszenz, unabhängig bleibt. Der Oxydationsvorgang wird durch kurzwelliges Licht beschleunigt, verläuft mithin als photochemische Reaktion, die dann mit Fluoreszenz verbunden ist. Alle Lumineszenzformen des Silikalhydroxyds werden bei starker Abkühlung noch bedeutend gesteigert. Besonders wichtig sind folgende von Kautsky aufgestellten Sätze:

1. Bei niederer Temperatur wird bei der Oxydation des gleichen Substanzquantums eine größere Lichtmenge ausgestrahlt.
2. Die von der farbigen Substanz stark absorbierten kurzwelligen Strahlen werden nicht emittiert.
3. Bei der Temperatur der flüssigen Luft wird die chemische Reaktion auf ein Minimum reduziert, die Photolumineszenz dagegen außerordentlich verstärkt und gleichzeitig mit der Absorption nach kürzeren Wellenlängen verschoben.
4. Die in flüssiger Luft belichtete Substanz zeigt Phosphoreszenz und Thermolumineszenz.
5. Höchstwahrscheinlich wird die Lichtemission in allen Fällen durch nicht reagierende Silikalhydroxydmoleküle bewirkt.

Nach 5. würde also nicht das Reaktionsprodukt oder das reagierende Molekül selber der Ausgangspunkt des Leuchtens sein, sondern die Moleküle der Umgebung. Dieses Resultat steht in Übereinstimmung mit der von Franck und von Haber entwickelten Anschauung, wonach Anregungsarbeit von einem Molekül, das sich (hier infolge der Oxydation) auf einer hohen Energiestufe befindet, auf andere Teilchen übergehen und an diesen Quantensprünge der Emissionselektronen hervorrufen kann, während die strahlungslosen Rückgänge die von den Temperatur- und Erregungsbedingungen abhängige Absorption verursachen. Eine weitere Stütze für diese Auffassung ist das Bestehen eines Optimums der Konzentration auch bei der Chemolumineszenz (im Gegensatz zur Ansicht von Trautz). Kautsky hat ein solches beim Silikalhydroxyd beobachtet; berücksichtigt ist dabei jedoch nicht die Änderung der Absorption in Abhängigkeit vom Verdünnungsgrade der reagierenden Substanz. Bei starker Abkühlung werden die strahlungslosen Übergänge infolge abnehmender Wärmebewegung seltener, die Lichtintensität muß demnach wachsen. Zugleich werden metastabile Quantenzustände möglich (Aufspeicherung, Thermolumineszenz). Satz 3 spricht gegen die Anschauungen von Perrin.

Kautsky hat für seine Reaktion ein Patent auf ein Verfahren zur Erzeugung „kalten" Lichtes angemeldet.[1]) Außer der teuren Darstellung der Si-Verbindung würde aber für ihre praktische Verwertung, neben der immerhin geringen Lichtausbeute, ein grundsätzliches Hindernis darin liegen, daß kein Reduktionsvorgang bekannt ist, mittels dessen man von dem Oxydationsprodukt Leukon zum Silikalhydroxyd zurückgelangen könnte. Soll die Chemolumineszenz in der künftigen Beleuchtungstechnik eine Rolle spielen, so muß die benutzte Reaktion umkehrbar sein. Man kann sich die Ausführung einer derartigen Lichtquelle verschieden vorstellen:

1. Die Lampe arbeitet auf rein chemischem Wege, indem die Substanz durch einen Bewegungsmechanismus abwechselnd mit dem Oxydationsmittel (Luftsauerstoff) und dem Reduktionsmittel in Berührung gebracht wird.
2. Sonderfall von 1: Die Reduktion erfolgt als photochemischer Prozeß, z. B. unter Zuhilfenahme des Tageslichtes. Leuchtreaktion und photochemische Reduktion können katalysiert werden.
3. Die Lampe arbeitet als elektrochemische Zelle, in der die Substanz anodisch (unter Leuchten) oxydiert, kathodisch wieder reduziert wird. Sie setzt die Stromarbeit, abgesehen von Joulescher Wärme, quantitativ in Licht um, ohne den wirksamen Stoff zu verbrauchen.[2])

Für solche idealen Vorrichtungen geeignete, reduzierende Verbindungen mit den hier vorausgesetzten Eigenschaften (Löslichkeit, Lichtempfindlichkeit, Leitfähigkeit usw.) sowie dazu passende Katalysatoren zu finden, bleibt die lohnende Aufgabe einer weiter fortgeschrittenen Chemie.[3]) Die Konstitutionsforschung wird sich dabei vielleicht mit Erfolg der Vorbilder bedienen, welche die Natur in Gestalt der leuchtenden Insekten, Weichtiere und Bakterien geschaffen hat. Die spektrale Zusammensetzung der mehr oder weniger eng auf die Gegend des visuellen Reizmaximums beschränkten Bandenstrahlung, die von den Leuchtorganen dieser Lebewesen ausgeht (vgl. Fig. 5:

[1]) Patentanmeldung K 76929 Kl. 4b.

[2]) Anmerkung bei der Korrektur: Harvey hat eine ähnliche Zelle mit animalischem Luciferin inzwischen verwirklicht, siehe Chem. Zentralblatt 1 (1923), S. 859.

[3]) Denkbar scheint auch die Auffindung von Chemolumineszenzvorgängen, die unter Ausnutzung der Dissoziation bei höheren Temperaturen (z. B. der Lockerung von Sauerstoff durch Anregungsenergie in Metalloxyden, analog der von Nichols gegebenen Deutung) vor sich gehen. Es ist Sache der Auffassung, die Selektivstrahlung gewisser Oxyde primär auf derartige, schnell verlaufende Reaktionen zurückzuführen, deren Emissionsfrequenzen sich der Temperaturstrahlung überlagern.



1 Heliumspektrum, *2* kontinuierliche Emission der Kohlefadenlampe, *3* und *4* Spektra verschiedener Feuerfliegen), wurde seit jeher als Beweis dafür angesehen, daß hier fast ideale Lichtquellen geschaffen sind.[1]) Eingehend studierten die Zusammensetzung und das Wesen der animalischen Lumineszenz Langley, Coblentz, Ives, Mc Dermott u. a. Unter Berücksichtigung ergänzender Messungen neueren Datums kann man darüber Folgendes mit Bestimmtheit aussagen: Es handelt sich um eine reine Oxylumineszenz; alle anderen Formen des Leuchtens sind ausgeschlossen. Im Ultraviolett ist zwischen 400 $\mu\mu$ und 216 $\mu\mu$ keine Strahlung vorhanden, ebenso fehlt sie im Ultrarot zwischen 750 $\mu\mu$ und 1500 $\mu\mu$. Der Nachweis wurde teils mittels empfindlicher Bolometer, teils durch Phosphorphotographie erbracht.

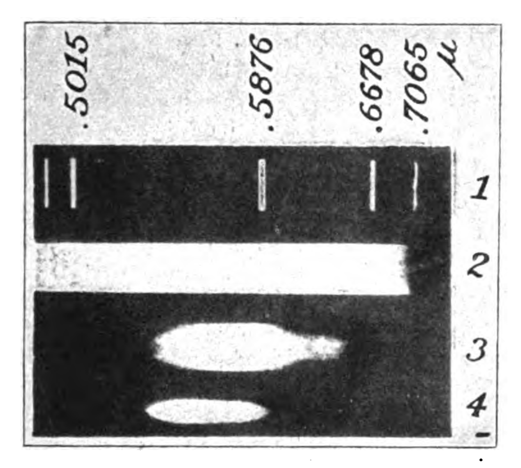


Fig. 5.

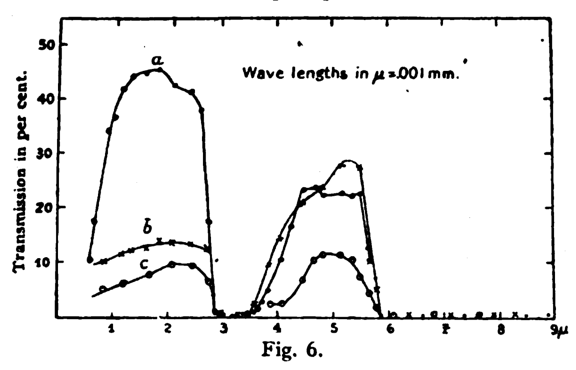


Fig. 6.

Daß der negative Befund nicht etwa auf der Absorption der ultraroten Wellen durch den Chitinpanzer der Feuerfliege beruhte, zeigte Coblentz durch Untersuchung der Durchlässigkeit desselben. Diese hat, vgl. Fig. 6, in dem fraglichen Gebiet (0,8 μ bis 3 μ) gerade ihre höchsten Werte. Die Kurve läßt darauf schließen, daß bis 3 μ keine Emission zu erwarten ist.

Infolge der günstigen Verteilung des im Sichtbaren ausgesandten Lichtes ist seine Ökonomie bemerkenswert gut. Der visuelle Nutzeffekt beträgt nach Nutting und Coblentz bei verschiedenen Insekten amerikanischer Herkunft 0,80 bis 0,92. Die Intensität ist besonders bei den Tieren, die mit kurzdauernden Lichtblitzen arbeiten, beträchtlich. Die Messungen sind aber naturgemäß mit großer Unsicherheit behaftet. Es fanden:

bei Pyrophorus noctilucus:

Dubois (1886)	1/150 c. p.
Langley (1891)	1/1600 c. p.
Coblentz (1912) . . .	1/50—1/400 c. p.
Mittelwert	ca. 0,0075 c. p.

Dies ergibt, in HK/cm² umgerechnet (1 c. p. = 1,11 HK, Gesamtfläche des Leuchtorganes zu 25 mm² angenommen), eine spezifische Helligkeit von $3{,}3 \cdot 10^{-2}$ HK/cm². Ein Chemolumineszenzvorgang gleicher Stärke würde also für 1 HK (ohne Umrechnung auf sphärische Intensität) 30 cm² strahlende Fläche erfordern.

Interessant erscheint die Feststellung, daß die Feuerfliege sich zur Verstärkung ihrer Lichtblitze beweglicher, reflektierender Kristallschuppen bedient, die hinter den mit der lumineszierenden Masse angefüllten Zellen sitzen. Dies ist ein Hinweis darauf, daß die Leuchtsubstanz für ihre eigene Emission gut durchsichtig ist, also dem Kirchhoffschen Gesetz nicht gehorcht.

Nach beendeter Aufklärung der Strahlungsverteilung schien das animalische Leuchten keinen weiteren Anreiz für die lichttechnische Forschung zu bieten, bis man erkannte, daß die günstige Lage der Wellenlängen im Spektrum allein keinen Maßstab für den Nutzeffekt des Vorganges bildet. Wie wir im Abschnitt VI zeigten, ist es einfach, die Anregung eines Atomes so zu leiten, daß nur die Aussendung einer bestimmten Lichtart, z. B. der Resonanzlinie D des Natriumdampfes, erfolgt. Zur Ermittlung der vollständigen Energiebilanz des Prozesses bliebe aber noch festzustellen, wieviel von der insgesamt aufgewandten Arbeit zugleich mit der Lichtemission in Wärme übergeht. Nach dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik (der zwar als statistisches Naturgesetz auf den einzelnen Strahlungsakt nicht anzuwenden ist) kann die kinetische Energie, die in einem Molekülhaufen von genügender Dichte z. B. als Reaktionswärme entsteht, nicht restlos in Licht umgewandelt werden; je vollständiger ein solcher Umsatz geschehen soll, desto unwahrscheinlicher wird nach dem Entropiegesetz der Vorgang. Harvey (l. c.) stellte sich daher die Aufgabe, das animalische Leuchten

[1]) Die Figuren 5 und 6 entstammen der ausgezeichneten Monographie des amerikanischen Physiologen und Biologen Newton Harvey, betitelt „The Nature of Animal Light“ (1919). Diesem Werk sind auch alle folgenden Angaben entnommen.

unter diesem Gesichtspunkt auf seine Wärmebilanz zu untersuchen.

Hierfür mußte zunächst der Chemismus der Reaktion völlig klargestellt werden. Sie erwies sich nicht als eine Verbrennung organischer Materie (Fehlen von CO_2), vielmehr als eine einfache Addition von Sauerstoff an das aus der Trockensubstanz des getöteten Tieres extrahierbare Luciferin (ein Gemenge proteinähnlicher Körper, Dubois 1887), unter katalytischer Beschleunigung durch das Enzym Luciferase. Die Reaktion findet unabhängig von den physiologischen Funktionen des tierischen Organismus statt und kann im Reagenzglase durch Mischen konzentrierter Auszüge der wirksamen Stoffe in gleicher Intensität wie am lebenden Organismus hervorgerufen werden. Ihr Verlauf wird durch die Gleichung wiedergegeben:

$$\text{Luciferin} + O_2 \rightleftharpoons \text{Oxyluciferin} + H_2O + Q \text{ cal.}$$

(mit Luciferase als Katalysator). Bei geringem Partialdruck des Sauerstoffs erfolgt die Reaktion in Richtung des oberen Pfeiles, wenn naszierender Wasserstoff oder ein Katalysator vorhanden ist, der Wasser zu spalten vermag, indem $2\,H_2$ an das Oxyluciferin, O_2 an einen Akzeptor (A) geht. Als solcher wurde bei Gegenwart von Palladium Natriumhypophosphit gefunden:

$$\text{Oxyluciferin} + H_2O + A + Pd \rightleftharpoons \text{Luciferin} + AO + Pd - Q \text{ cal.}$$

Wahrscheinlich ist Luciferin in kolloidalem Zustande wirksam, da man es aus wäßrigen Lösungen durch Ammoniumsalze ausflocken kann. Es stellt ein sehr stabiles Molekül dar, das die Umkehrreaktion beliebig oft durchmachen kann. Dagegen ist die Luciferase weniger beständig und schätzungsweise nur imstande, den Umsatz etwa der 10000-fachen Gewichtsmenge Luciferin zu katalysieren. Der individuelle Farbton des Leuchtens wird durch die Luciferase bestimmt, von der offenbar die Reaktionsgeschwindigkeit abhängt.

Harvey hat nun mittels Thermoelementen in einer empfindlichen Brückenschaltung (0,003° C. auf 1 mm Galvanometerausschlag) die Wärmetönung Q beim Vermischen konzentrierter Lösungen von Luciferin und Luciferase kalorimetrisch gemessen. Das Vermengen der in getrennte Gefäße eingeschlossenen Reaktionskomponenten geschah durch Zertrümmern der Zwischenwand, wobei sich eine geringe, nicht zu vernachlässigende Temperaturerhöhung geltend machte. Sie wurde eliminiert durch Parallelbestimmungen mit reinem Wasser. Es ergab sich:

Durchschnittl.	ΔT bei reinem Wasser	0,0054° C.
„	ΔT bei der Reaktion	0,0048° C.
	Differenz:	−0,0006° C.

Es tritt also keine außerhalb der Fehlergröße liegende Temperaturerhöhung ein. Aus der angewandten Konzentration schätzt Harvey, daß, selbst wenn man das gesamte ΔT der Reaktion zuschreiben würde, 1 g Luciferin bei der Oxydation weniger als 10 Grammcal. entwickelt. Vergleichsweise beträgt die Verbrennungswärme von 1 g Glucose 4000 Grammcal. Es handelt sich offenbar um einen ganz anderen Reaktionstypus.

Harvey glaubt hiernach an das Vorhandensein einer Oxylumineszenz, bei welcher nahezu die gesamte auftretende Wärmetönung als Licht in einer der Augenempfindlichkeitskurve weitgehend angepaßten Energieverteilung ausgestrahlt wird. Vergleichen wir damit die Wirkungsgrade der heute bekannten künstlichen Chemolumineszenzvorgänge, bei denen im Gegensatz zur Biolumineszenz der Quotient Emission/Reaktionswärme verschwindend klein ist, so können wir die Strecke ermessen, die bis zur Erreichung des von der Natur auf geheimnisvolle Art verwirklichten Idealzustandes zurückzulegen bleibt.

VIII. Schlußfolgerungen.

Die vorstehenden Betrachtungen sollen die Anschauung fester stützen, daß die Lumineszenzstrahler zur Herstellung hochökonomischer Lichtquellen theoretisch am geeignetsten sind. Sie lassen aber auch die Schlußfolgerung zu, daß derartige Lampen erst in ferner Zukunft die Temperaturstrahler ablösen werden. Der Verwirklichung fast idealer Resonanzstrahlung durch Elektronenstoß in einem verdünnten dampfförmigen Medium steht als schwerstes Hindernis die Raumladungswirkung entgegen. Die Ausführbarkeit von Lampen mit festen oder flüssigen Lumineszenzstrahlern, unter denen die Chemolumineszenz-Lichtquellen die günstigsten Aussichten zu haben scheinen, wird von den Fortschritten der chemischen Baukunst und Konstitutionsforschung abhängen, die ihre Hauptaufgabe gelöst haben wird, wenn es ihr gelingt, Moleküle von den Eigenschaften des Luciferins synthetisch herzustellen (die Frage des Katalysators hat geringere Bedeutung, da wahrscheinlich verschiedene anorganische Katalysatoren die Leuchtreaktion ebensogut wie Luciferase auslösen). Jene Moleküle brauchen nicht unbedingt organischer Natur zu sein. Bis hier vielleicht ein glücklicher Zufall die Entwicklung beschleunigt, wird man, trotz des geringeren zu erwartenden Wirkungsgrades, die selektiven Temperaturstrahler weiterverfolgen, zumal bei diesen die Angriffspunkte für Untersuchungen, die unter anderem die Beziehungen zwischen der Kristallstruktur und den Strahlungseigenschaften betreffen werden, schon heute klarer zutage liegen.

Zusammenfassung des zweiten Teiles.

Die Eignung der Lumineszenzstrahler zur Erzielung hochwirtschaftlicher Lichtquellen wird theoretisch begründet. Bei der Erregung von Resonanzstrahlung in einatomigen Dämpfen durch Stoß langsamer Elektronen wirkt die Energiezerstreuung durch die strahlungslosen Übergänge und die Molekülrotation bei genügender Verdünnung nicht mehr wesentlich ein, so daß hohe Wirkungsgrade zu erwarten wären. Die Raumladung begrenzt aber die erreichbaren Stromdichten auf Werte von der Größenordnung 10^{-8} bis 10^{-11} A/cm². Demnach scheitert die Ausführung solcher Lampen vorläufig an der Dimensionsfrage. Ferner werden die Möglichkeiten fester und flüssiger Lumineszenzstrahler untersucht. Die strahlungslosen Übergänge sind für die geringen Werte der Intensität und des Nutzeffektes bei der Photo- und bei der Chemolumineszenz in erster Linie verantwortlich zu machen. Die günstigsten Aussichten bietet ein Chemolumineszenzvorgang, der sich mittels rein chemisch oder elektrolytisch arbeitender Lampen verwirklichen ließe, wenn Moleküle von den Eigenschaften des in den animalischen Leuchtorganen wirksamen Luciferins gefunden werden, bei dessen Oxydation nach neueren Messungen die Wärmetönung fast nur in Form des ausgestrahlten Lichtes aufzutreteu scheint.

(Eingegangen am 10. Januar 1923.)

Ein Farbenmesser und sein Gebrauch für Ostwalds Farbenlehre.

Von L. Bloch.

Ostwalds Farbenlehre hat in den letzten Jahren das Interesse an einfachen Verfahren zur Messung und Kennzeichnung der Farben in weiten Kreisen geweckt. Es erscheint daher am Platze, hier einen Meßapparat und ein Meßverfahren zu besprechen, dessen Gebrauch auf die Anwendung der Farbenmessung in der Praxis fördernd einwirken kann. Der Werdegang des Verfahrens möge zur Klarstellung hier kurz erwähnt werden.

Als im Jahre 1913 die gasgefüllte Metalldrahtlampe erstmals eingeführt wurde, machte sich das Bedürfnis geltend, die Farbe dieser neuartigen Lichtquelle in einfacher Weise zu bestimmen und mit den bisher üblichen Lichtquellen zu vergleichen. Hierfür bildete der Verfasser ein Verfahren zur Messung der Lichtfarbe aus (E. T. Z. 1913, Heft 46, Seite 1306). Es beruht auf der Messung der Lichtstärke im roten, grünen und blauen Licht. Gemessen wird hierbei mit einem gewöhnlichen Photometer unter jeweiliger Vorschaltung eines genau definierten roten, grünen und blauen Glases von festgelegter Dicke im Okular des Photometers. Dieses Meßverfahren bewährte sich im Gebrauch recht gut, zumal es einen leicht übersichtlichen Vergleich der Lichtfarben der verschiedenen Lichtquellen ermöglichte. Im Laufe der beiden folgenden Jahre übertrug der Verfasser dieses Meßverfahren auch auf die Messung der Körperfarben (Journal für Gasbeleuchtung 1915, Heft 11, Seite 121) und veranlaßte die Firma Franz Schmidt & Haensch in Berlin, einen hierfür geeigneten einfachen Meßapparat auszubilden. Nach anfänglichen Versuchen mit anderen Anordnungen erwies sich das Prinzip eines von dieser Firma für W. Ostwald in Angriff genommenen, aber nicht zu Ende geführten Meßapparates als recht brauchbar für den beabsichtigten Zweck. Aus diesem Grunde ist der nachstehend beschriebene Farbenmesser mit dem Ostwaldschen Halbschattenphotometer nahe verwandt.

Der Farbenmesser (Fig. 1 und 2) enthält auf dem Boden eines geschlossenen und innen geschwärzten Holzkastens zwei nebeneinanderliegende Vergleichsflächen, die von derselben Lichtquelle beleuchtet werden. Als Lichtquelle dient entweder das von einer gleichmäßig erleuchteten Himmelsfläche herrührende Tageslicht, oder besser künstliches Licht. In letzterem Falle wird eine auf die Öffnungen des Apparates aufzusetzende, innen mattweiß gestrichene Kugel benutzt, in welcher zwei 25-kerzige Metalldrahtlampen untergebracht sind. Das von der mattweißen Kugelwand vollständig zerstreut reflektierte Licht dient zur Beleuchtung der beiden Vergleichsflächen. Auf diese gelangt es durch zwei nebeneinanderliegende viereckige Öffnungen des Holzkastens. Eine der beiden Öffnungen ist von unveränderlicher Größe, die andere ist mittels Zahnstange und Trieb verstellbar. Die Öffnungsweite dieses verstellbaren Spaltes kann an einer Skala mit Nonius abgelesen werden. Durch Veränderung der Spaltöffnung kann die darunter liegende Vergleichsfläche eine Beleuchtung von verschiedener Stärke erhalten. Der Spalt wird so eingestellt, daß die beiden Vergleichsflächen gleich stark beleuchtet sind. Um dies genau feststellen zu können, ist auf dem Gehäuse des Farbenmessers ein Photometerkopf in senkrechter Anordnung angebracht. Mit Hilfe einer Prismenkombination erscheinen in dem Okular des Photometerkopfes zwei kleine halbkreisförmige Stücke der beiden zu vergleichenden Flächen unmittelbar nebeneinander. Auf diese Weise kann die Gleichheit der Beleuchtung leicht festgestellt und die hierfür erforderliche Spaltöffnung an der Skala abgelesen werden.

Soll eine undurchsichtige, ebene Fläche auf ihre Farbe geprüft werden, so wird sie auf den Boden des Holzkastens an die Stelle gelegt, auf die das Licht aus der unveränderlichen Spaltöffnung

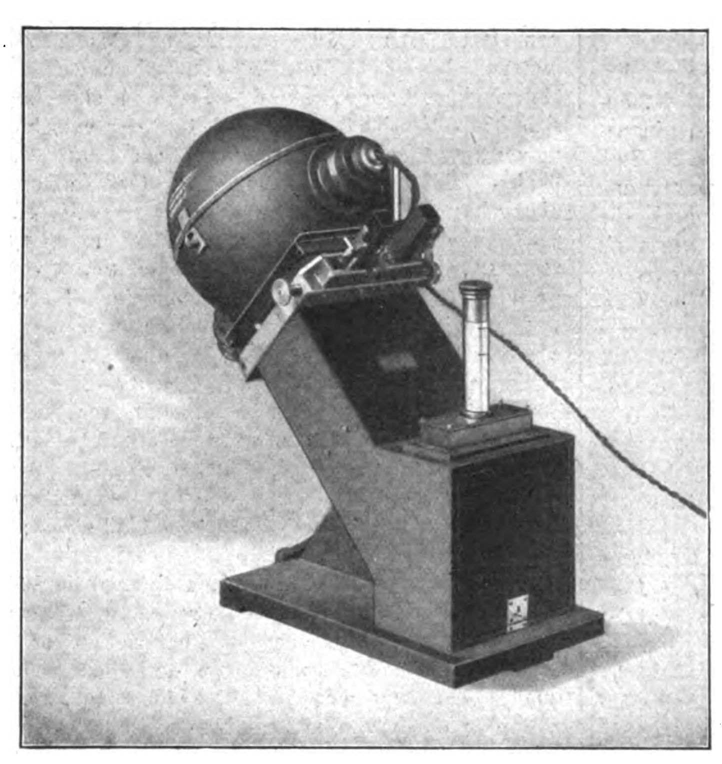


Fig. 1.

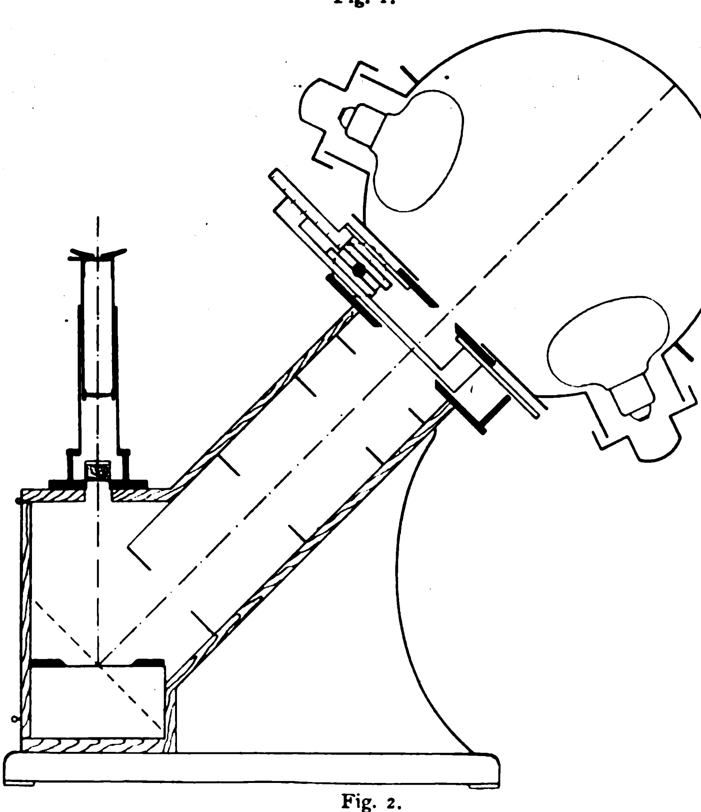


Fig. 2.

der an die Stelle auf den Boden des Holzkastens gelegt wird, auf die das Licht aus der veränderlichen Spaltöffnung auftrifft. Ist die zu untersuchende Fläche farblos, so ist die bei der Messung abgelesene Spaltöffnung der Reflexionsfähigkeit oder dem Weißgehalt der zu untersuchenden Fläche proportional. Um einen absoluten Wert hierfür zu erhalten, ersetzt man die zu messende Fläche durch eine Fläche von bekannter Reflexionsfähigkeit, bzw. Weißgehalt und wiederholt für diese die Einstellung auf gleiche Beleuchtung. Mit der hierbei erhaltenen Skalenablesung kann man die Eichungskonstante des Apparates bestimmen.

Die Messung farbiger Körper vollzieht sich grundsätzlich in derselben Weise mit Hilfe von drei Farbgläsern (Rot, Grün und Blau), die unmittelbar hinter die Okularöffnung des Photometerkopfes in drei Öffnungen einer drehbaren Revolverscheibe eingesetzt sind. Die vierte Öffnung dieser Revolverscheibe bleibt zur Vornahme der Messung im natürlichen ungefärbten Licht frei. Für die Farbenmessung kommt man auf diese Weise mit drei ganz kleinen Glasscheiben von ca. 7 mm Durchmesser aus, die auf genau 1 mm Dicke abgeschliffen sind. Hierfür werden drei Normalgläser der Firma Schott & Genossen in Jena von genau definierter Färbung benutzt. So kann stets mit denselben Farbgläsern gearbeitet und auch mit verschiedenen Apparaten übereinstimmend gemessen werden. Auch Farbfilter, wie sie für die Aufnahme farbiger Originale in der Reproduktionstechnik benutzt werden, sind an Stelle der Farbgläser geeignet. Sie lassen sich leicht in den gewünschten Farbtönen anfertigen und nach der hierfür einmal festgelegten Vorschrift auch später in derselben Weise wiederherstellen. Die drei Farbgläser sind so auszuwählen, daß ihre Durchlässigkeiten für die verschiedenen Farbtöne sich gegenseitig ergänzen. Das rote und das grüne Glas müssen daher die gelben Farbtöne durchlassen, während das blaue und das

hingelangt. Als Vergleichsfläche dient eine beliebige weiße Fläche, beispielsweise ein Stück weißer Karton,

grüne Glas für die blaugrünen Farbtöne durchlässig sein müssen. Man kann die richtige Aus-

wahl der drei Farbgläser annähernd darnach kontrollieren, daß sie übereinandergelegt einen nahezu neutralen Farbenton ergeben müssen, bei dem keine der drei Farben ausgesprochen vorherrscht. Eine genaue Kontrolle neu auszuwählender Farbgläser oder Farbfilter kann mit dem Farbenmesser selbst vorgenommen werden.

Die Untersuchung eines undurchsichtigen Körpers mit Hilfe der drei Farbgläser ergibt dessen Reflexionsfähigkeit für rotes, grünes und blaues Licht, wenn die Eichkonstante des Meßapparates mittels einer weißen Vergleichsfläche von bekannter Reflexionsfähigkeit in derselben Weise wie oben bestimmt wird. Durch die drei Werte der Reflexionsfähigkeit für Rot, Grün und Blau ist die Farbe des untersuchten Körpers für den praktischen Gebrauch eindeutig gekennzeichnet. Ein anderer Körper von gleicher Farbe muß dieselben Werte ergeben, und ein Körper, der andere Werte ergibt, muß eine abweichende Farbe aufweisen.

Gegenüber dem von Ostwald angewandten Verfahren der Farbenmessung (siehe u. a. Zeitschr. f. techn. Physik 1920, Nr. 12, S. 261) hat das hier beschriebene Meßverfahren den Vorzug, daß für die vollständige Kennzeichnung der Farbe nur ein Meßapparat ausreicht, während das Ostwaldsche Verfahren mindestens zwei Apparate erfordert. Außerdem sind für das hier beschriebene Meßverfahren nur die drei Farbgläser oder Farbfilter als Grundlage festzulegen. Dagegen beruht die Ostwaldsche Messung auf der Festlegung einer Grauleiter für mindestens zehn Stufen und eines hundertteiligen Farbenkreises. Je größer die Zahl der festzulegenden Unterlagen ist, desto mehr Fehlerquellen kommen natürlich in Frage.

Ein weiterer Vorteil des hier behandelten Meßverfahrens liegt darin, daß es nicht auf die Messung der Farbe undurchsichtiger Körper beschränkt bleibt, für die bisher die Ostwaldsche Farbenlehre ausschließlich festgelegt ist. Man kann vielmehr mit dem Farbenmesser ganz in gleicher Weise auch die Lichtdurchlässigkeit durchsichtiger Körper in den drei Farben bestimmen, wie es oben für undurchsischtige Körper ausgeführt wurde. Hierbei wird der zu untersuchende Körper unterhalb des Photometerkopfes in den Strahlengang des von dem unveränderlichen Spalt herkommenden Lichts gelegt und einmal mit, einmal ohne den zu untersuchenden Körper die Messung ausgeführt. An die Stelle der beiden Vergleichsflächen werden in diesem Falle zwei gleiche Stücke weißen Kartons gelegt. Die Durchlässigkeit für rotes, grünes und blaues Licht ergibt sich unmittelbar als Verhältnis der mit und ohne den zu untersuchenden Körper gemessenen Werte in Rot, Grün und Blau. Diese Art der Messung kann ebensogut für feste Körper, wie z. B. Gläser, Farbfilter u. dgl., wie auch für flüssige Körper ausgeführt werden. Letztere werden in abgemessener Höhe in einer kleinen Küvette unter die eine Seite des Photometerkopfes gesetzt und einmal mit gefüllter, dann mit leerer Küvette die Farbenmessung ausgeführt.

Man kann mit der Anwendung des Meßverfahrens auch noch einen Schritt weitergehen und es zur Bestimmung der Farbe trüber durchsichtiger Körper, wie z. B. Milchglas oder Opalglas und dementsprechend auch trüber Flüssigkeiten benutzen. Ebenso bleibt das Verfahren nicht nur auf matte und zerstreut reflektierende undurchsichtige Körper beschränkt, sondern es kann auch auf vollkommen oder teilweise spiegelnd reflektierende undurchsichtige Körper ausgedehnt werden, wie z. B. mehr oder weniger blank polierte Metallflächen. Man hat in diesem Falle nicht nur die Reflexionsfähigkeit, bzw. Durchlässigkeit in einer Raumrichtung zu messen, sondern die Messung in verschiedenen Raumrichtungen vorzunehmen, so daß man eine Art Lichtverteilungskurve für die drei Farben erhält. Mittels eines verhältnismäßig einfachen graphischen Verfahrens, das vom Verfasser in dem Aufsatze „Durchlassung und Rückstrahlung" in der Zeitschrift für Beleuchtungswesen, Jahrg. 1921, Heft 17 und 18, S. 71 erstmals beschrieben wurde, kann man die diffuse Reflexionsfähigkeit oder Durchlässigkeit von der direkten trennen, und für beide Arten die Farbe getrennt festlegen. Auf diese Weise ist die Farbenmessung für alle nur möglichen Körper durchführbar. Beispiele hierfür sind in dem erwähnten Aufsatze angegeben.

Es wäre nun gewiß unerfreulich, wenn die Ergebnisse der Farbenmessung nach dem hier beschriebenen Verfahren in keinerlei Beziehung zu den Zahlenangaben gebracht werden könnten, wie sie durch Ostwalds Arbeiten vorgeschlagen und zum Teil auch schon in den praktischen Gebrauch übergegangen sind. Deshalb wurde versucht, die Ergebnisse des Meßverfahrens, nämlich die drei Zahlen für die Reflexionsfähigkeit in Rot, Grün und Blau auf die Ostwaldschen Werte umzurechnen, die durch den Gehalt an Weiß, Gehalt an Vollfarbe und die Nummer im Farbenkreise dagestellt sind. Zu diesem Zwecke denke man sich die drei Werte der in Prozenten angegebenen Reflexionsfähigkeit für Rot, Grün und Blau in einem Polardiagramm um je 120^0 gegeneinander versetzt aufgetragen (Fig. 3). Der um den Pol gezogene Kreis mit dem Radius $100\,^0/_0$ gibt den Ort für die Werte mit $100\,^0/_0$ Reflexionsfähigkeit. Der kleinste (I) von den in Fig. 3 eingetragenen drei Werten III, II und I ist in allen drei Farben vorhanden und gibt hiernach den Weißgehalt W für die untersuchte Farbenprobe an. Denn eine Farbe, die in Rot, Grün und Blau

dieselben Werte bei der Messung ergibt, ist eben Weiß. Ebenso ist der Betrag, der dem größten von drei Werten (III) an 100 % Reflexionsfähigkeit fehlt, also 100 — III, der Schwarzgehalt S der untersuchten Farbenprobe. Als Gehalt an

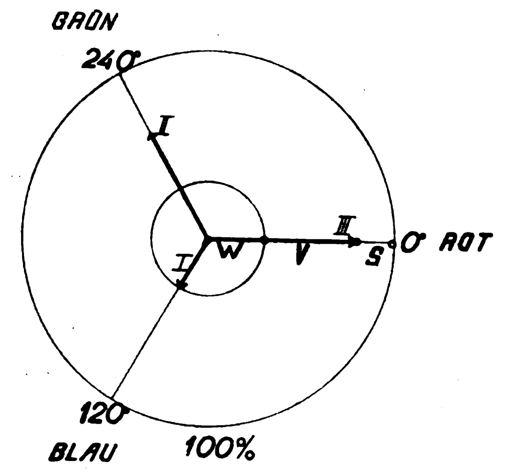


Fig. 3. Ableitung von Weiß (W), Vollfarbe (V) und Schwarz (S) aus der Messung von Rot, Grün und Blau.

Vollfarbe V bleibt dann noch der Betrag III — I übrig, also die Differenz zwischen dem größten und dem kleinsten der in den drei Farben gemessenen Werte. Denn Weiß, Vollfarbe und Schwarz müssen sich nach Ostwald zu 100 % ergänzen. Die Größe der Werte für Weiß, Vollfarbe und Schwarz ist in Fig. 3 mit angegeben. Ihre Ermittlung aus den drei Werten für Rot, Grün und Blau ist hiernach recht einfach.

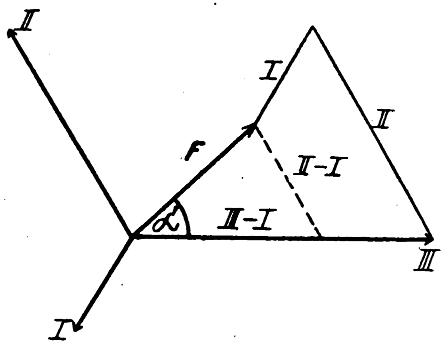


Fig. 4. Graphische Ermittlung des Orts im Farbenkreise oder der Farbnummer aus der Messung von Rot, Grün und Blau.

Es bleibt jetzt noch der Ort der untersuchten Farbenprobe im Farbenkreis zu bestimmen. Zu diesem Zwecke kann man die drei in Rot, Grün und Blau gemessenen und unter 120° gegeneinander versetzt aufgetragenen Werte als Vektoren ansehen und graphisch zusammensetzen, wie dies in Fig. 4 erfolgt ist. Die Lage des hieraus sich ergebenden Vektors F gibt den Ort der Farbe im Farbenkreise; er ist von dem größten Vektor (III) um den Winkel α' entfernt. Zu demselben Ergebnis gelangt man, wenn man von den beiden größten Vektoren III und II den allen drei gemeinsamen Wert I abzieht und nur die beiden um 120° gegeneinander versetzten Vektoren III — I und II — I graphisch zusammensetzt, wie dies die gestrichelte Linie in Fig. 4 zeigt.

Um die zwar einfache, aber doch etwas zeitraubende graphische Konstruktion zu vermeiden, kann man den für den Ort im Farbenkreis maßgebenden Winkel α' auch aus einer Formel berechnen. Bezeichnet von den drei in Rot, Grün und Blau gemessenen Werten III den größten, II den mittleren und I den kleinsten, so lautet die Formel für die in Fig. 4 angegebene graphische Konstruktion

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{\sqrt{3}}{2 \cdot \frac{\mathrm{III} - \mathrm{I}}{\mathrm{II} - \mathrm{I}} - 1}.$$

Die Bestimmung von α' kann so mit Hilfe des Rechenschiebers oder einer trigonometrischen Tabelle erfolgen.

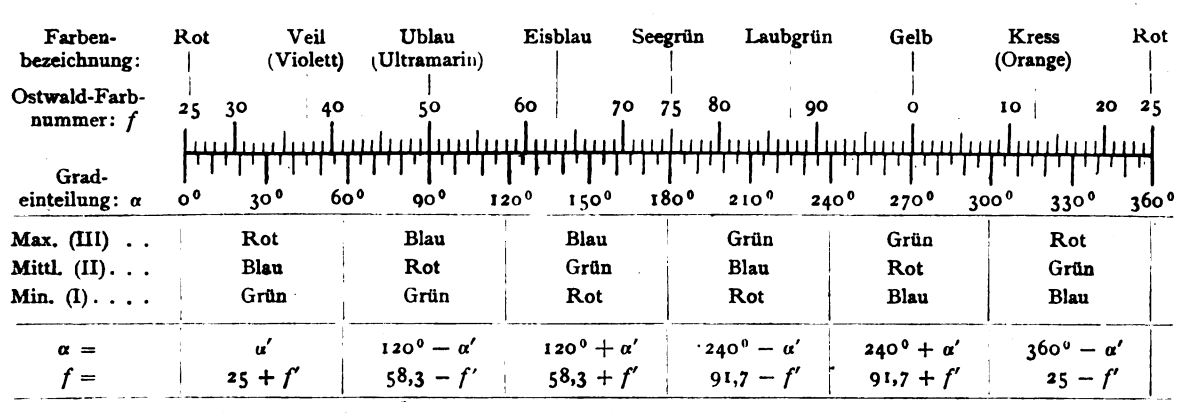
Um die Berechnung noch weiter zu vereinfachen, kann diese Formel mit praktisch völlig ausreichender Annäherung ersetzt werden durch

$$\alpha' = 60 \cdot \frac{\mathrm{II} - \mathrm{I}}{\mathrm{III} - \mathrm{I}}.$$

Man erhält in diesem Falle den Winkel zwischen dem Vektor der resultierenden Farbe und dem Vektor des größten gemessenen Wertes III in Winkelgraden. Für den hundertteiligen Ostwaldschen Farbenkreis berechnet man:

$$f' = \frac{\alpha'}{3{,}6} = 16{,}7 \cdot \frac{\mathrm{II} - \mathrm{I}}{\mathrm{III} - \mathrm{I}}.$$

Will man aus diesen Werten den richtigen Ort im Farbenkreis, bzw. die Ostwaldsche Farbennummer erhalten, so muß man zunächst feststellen, welcher von den drei in Rot, Grün und Blau gemessenen Werten der größte und welcher der kleinste ist, und dementsprechend α' bzw. f' umrechnen. Hierfür dient die Doppelskala in Fig. 5 nebst der zugehörigen Tabelle. Die Doppelskala ist einerseits für einen in 360 Grade geteilen Farbenkreis aufgestellt, dessen Teilung bei Rot mit 0 anfängt, und über Blau zu Grün fortschreitet. Die darüber angebrachte Skala enthält die zugehörigen Farbennummern für den Ostwaldschen Farbenkreis; dieser ist bekanntlich in 100 Teile eingeteilt, fängt mit Gelb an, erreicht bei Rot den Wert 25, und schreitet ebenfalls über Blau nach Grün fort. Über der Skala für den Ostwaldschen Farbenkreis sind die von Ostwald hierzu angegebenen Farbenbezeichnungen angeführt. Zu den von Ostwald eingeführten



Max. (III) . .	Rot	Blau	Blau	Grün	Grün	Rot
Mittl. (II) . . .	Blau	Rot	Grün	Blau	Rot	Grün
Min. (I)	Grün	Grün	Rot	Rot	Blau	Blau
$\alpha =$	α'	$120^0 - \alpha'$	$120^0 + \alpha'$	$240^0 - \alpha'$	$240^0 + \alpha'$	$360^0 - \alpha'$
$f =$	$25 + f'$	$58{,}3 - f'$	$58{,}3 + f'$	$91{,}7 - f'$	$91{,}7 + f'$	$25 - f'$

Fig. 5. Doppelskala und Tafel zur rechnerischen Ermittlung des Orts im Farbenkreise und der Farbnummer.

neuen Bezeichnungen sind die bisher üblichen in Klammern beigefügt. Zur Umrechnung von α' in α für den in Grade eingeteilten Farbenkreis, und ebenso von f' in f für den Ostwaldschen Farbenkreis dient die unter der Doppelskala angegebene Tabelle. Je nachdem der Wert für Rot, Blau oder Grün am größten (Max.), bzw. am kleinsten (Min.) ist, hat man die in der Tabelle angegebenen Zuschläge zu den Werten von α' bzw. f' hinzuzurechnen. Die senkrechten Striche, welche die Spalten der Tabelle voneinander trennen, geben zugleich mit Hilfe der Doppelskala die Begrenzung der Bereiche für die Umrechnung an.

Ein Beispiel soll den Gang der Umrechnung näher erläutern. Den Figg. 3 und 4 liegen folgende Werte der Reflexionsfähigkeit zugrunde:

$$\mathrm{III} = 80\,\% \text{ für Rot}, \quad \mathrm{II} = 65\,\% \text{ für Grün}, \quad \mathrm{I} = 30\,\% \text{ für Blau}.$$

Hieraus ergibt sich:

$$\text{Weiß} = \mathrm{I} = 30\,\%,$$
$$\text{Vollfarbe} = \mathrm{III} - \mathrm{I} = 50\,\%,$$
$$\text{Schwarz} = 100 - \mathrm{III} = 20\,\%.$$

Ferner

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{\sqrt{3}}{2 \cdot \frac{80-30}{65-30} - 1} = 0{,}93 \text{ und } \alpha' = 43^0.$$

Die angenäherte Formel ergibt:

$$\alpha' = 60 \cdot \frac{65-30}{80-30} = 42^0 \text{ oder } f' = \frac{42^0}{3{,}6} = 11{,}7.$$

Im vorliegenden Falle ist Rot = III der größte und Blau = I der kleinste Messungswert. Es kommt also nach Fig. 5 der Bereich von $300^0/360^0$ für den Farbenkreis in Frage, und es wird:

$$\alpha = 360^0 - 42^0 = 318^0, \text{ bzw. } f = 25 - 11{,}7 = 13{,}3.$$

Auf die hier beschriebene Weise ist es ermöglicht, aus den drei Messungen mit den Farbgläsern Rot, Grün und Blau die nach Ostwalds Verfahren für die Kennzeichnung der Farben maßgebenden Werte in einfacher Weise zu erhalten. Eine zahlenmäßige Übereinstimmung mit den Werten, die sich bei Anwendung der von Ostwald angegebenen Meßverfahren ergeben, wird natürlich erst dann zu erreichen sein, wenn die drei Farbgläser des hier beschriebenen Verfahrens auf die beim Ostwaldschen Verfahren gebrauchten Unterlagen abgestimmt sind. Immerhin hat sich aber schon bei den ersten Versuchen ohne genaue Abstimmung der Farbgläser eine recht gute prinzipielle Übereinstimmung ergeben, wie die vollständige Durchmessung eines Ostwaldschen Farbenkreises nach dem hier beschriebenen Verfahren zeigte. Größere Abweichungen ergaben sich in der Hauptsache nur an den Stellen, an denen der Farbenkreis selbst später auch noch Abänderungen erfuhr. Wenn erst die drei Farbgläser und der Farbenkreis richtig aufeinander abgestimmt sind, wird man sich im allgemeinen des einfachen Meßverfahrens bedienen können, und nur in besonderen Fällen auf den vollständigen Farbenkreis selbst zurückzugreifen haben.

Man kann die Ostwaldsche Bezeichnungsweise und das hier beschriebene Umrechnungsverfahren dem Sinne nach unverändert auch auf die Messung durchsichtiger Körper übertragen. Man wird dabei allerdings nicht mehr vom Weiß- und Schwarzgehalt und von Vollfarbe sprechen können, sondern an deren Stelle andere Bezeichnungen einführen müssen. Da bei durchsichtigen Körpern die Messung der Durchlässigkeit oder Durchlassung in Frage kommt, könnte wohl an die Stelle des Weißgehalts die „Farblose Durchlassung“, und an die Stelle des Gehals an Vollfarbe die „Farbige Durchlassung“ treten, während der Schwarzgehalt sinngemäß durch die Absorption oder Verschluckung zu ersetzen wäre. Dagegen bleibt der Ort im Farbenkreise oder die Farbnummer und die Art ihrer Ermittlung auch für die durchsichtigen Körper unverändert bestehen.

Es sollen nunmehr noch einige Beispiele für die Ergebnisse von Farbenmessungen angeführt werden, wie sie mit dem hier beschrie-

benen Farbenmesser angestellt wurden. Als erstes Beispiel soll der Einfluß der Konzentration des Farbstoffes auf damit gefärbte Baumwollstoffe gezeigt werden. Die Farbenfabriken vorm. Friedrich Bayer & Co. in Leverkusen hatten für diesen Versuch Probestücke zur Verfügung gestellt, die mit verschieden starker Konzentration gefärbt waren. Die Messungsergebnisse für den Farbstoff Chromechtorange in Konzentrationen von 5 bis 15 % zeigt die Fig. 6. Es sind hier für die ge-

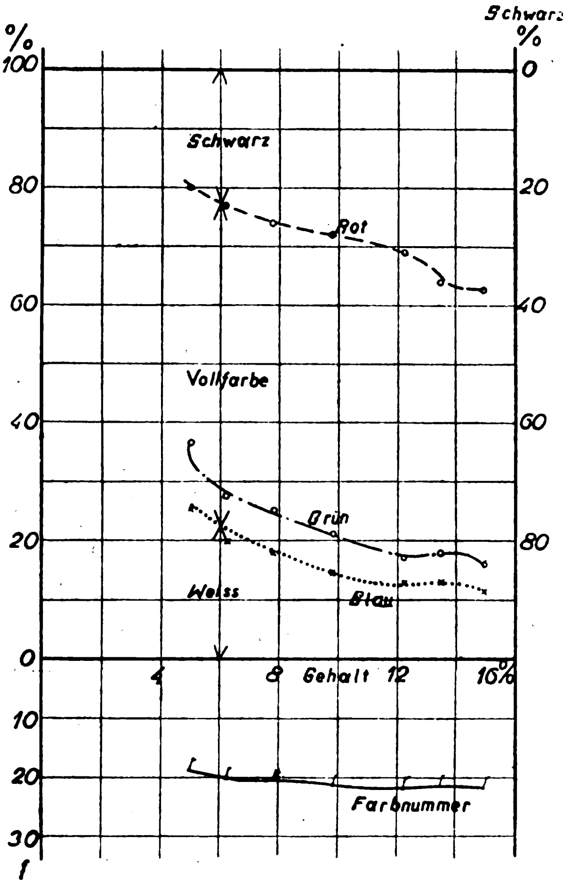


Fig. 6. Messungsergebnisse für den Einfluß der Konzentration auf die Farbe von Baumwollstoffen.

färbten Stoffproben die gemessenen Werte der Reflexionsfähigkeit für Rot, Grün und Blau in Abhängigkeit vom Farbstoffgehalt in Kurven aufgetragen. Die unterste der drei Kurven (Blau) gibt in diesem Falle zugleich den Weißgehalt, die oberste Kurve (Rot) den Schwarzgehalt der Farbenprobe an, wobei letzterer von der Linie für 100 % Reflexionsfähigkeit ab nach unten abzulesen ist. Der Abstand zwischen der obersten und untersten Kurve gibt ein Maß für die Vollfarbe. Wie die Kurven zeigen, nimmt mit zunehmender Konzentration der Gehalt an Weiß ab und der Gehalt an Schwarz zu; der Gehalt an Vollfarbe ändert sich auf 100 % Reflexionsfähigkeit bezogen nur in geringem Maße, überwiegt aber im Vergleich zum abnehmenden Weißgehalt mit wachsender Konzentration des Farbstoffes. Unterhalb der drei Kurven für Rot, Grün und Blau ist noch eine vierte Kurve für die Ostwaldsche Farbnummer in Abhängigkeit von der Konzentration angegeben; die Berechnung der zugehörigen Werte ist in der oben angegebenen Weise erfolgt. Im vorliegenden Falle ändert sich der Farbton nur in geringem Maße mit wachsender Konzentration von Gelb nach Rot hin. Die hier

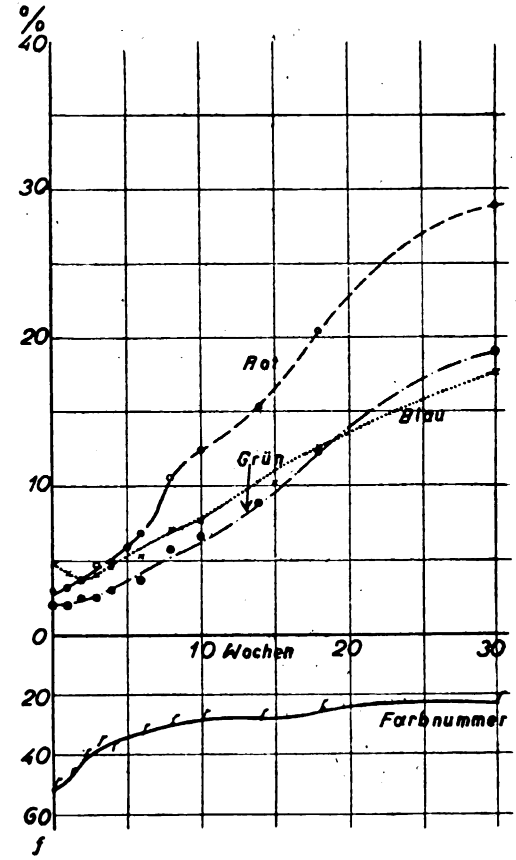


Fig. 7. Messungsergebnisse für die Prüfung eines wenig lichtechten Farbstoffes.

dargestellten Kurven kann man beispielsweise dazu benutzen, um für eine bestimmte, verlangte Farbe die richtige Konzentration des Farbstoffes herauszufinden.

Das zweite Beispiel zeigt die Ergebnisse von Lichtechtheitsprüfungen mit Hilfe der Farbenmessung. Die hier untersuchten Stoffproben wurden von der Aktiengesellschaft für Anilinfabrikation in Berlin zur Verfügung gestellt. Mit zwei verschiedenen Sorten von Guinea - Echtviolett wurden dieselben Stoffe gefärbt und bis zu 30 Wochen dem Tages- und Sonnenlicht ausgesetzt. Die Ergebnisse der Farbenmessung zeigen Fig. 7 und 8. Sie sind in Abhängigkeit von der

Belichtungszeit und sonst in gleicher Weise wie im ersten Beispiel aufgetragen. Während die in Fig. 7 dargestellte Farbe sehr starke Veränderungen unter dem Einfluß des Lichts zeigt, fallen diese bei der anderen (Fig. 8) bedeutend geringer aus. Die Beurteilung kann hierbei entweder auf Grund der drei Kurven für Rot, Grün und Blau erfolgen, oder man zieht nur die unterste und oberste von diesen drei Kurven zur Beurteilung heran und entnimmt diesen die Änderung des Gehalts an Weiß, Schwarz und Vollfarbe. Die

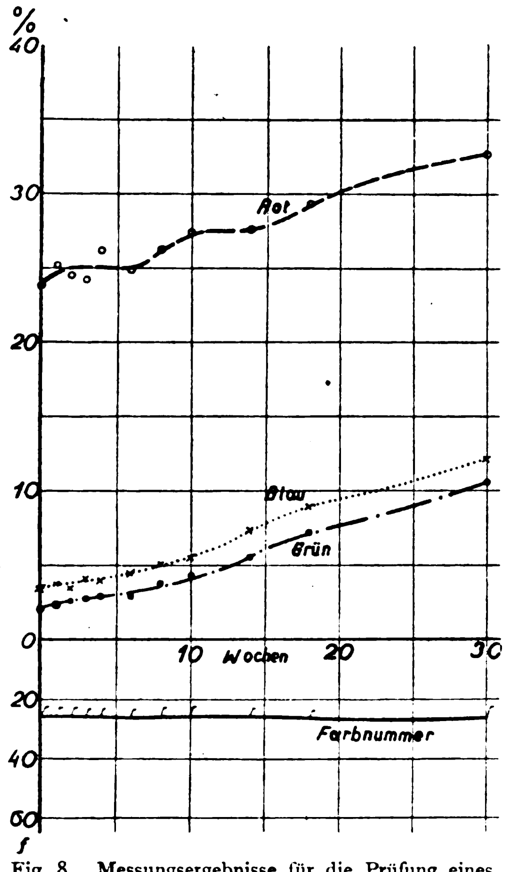


Fig. 8. Messungsergebnisse für die Prüfung eines gut lichtechten Farbstoffes.

Änderung des Farbtones beurteilt man dann noch besonders auf Grund der vierten Kurve, welche die Farbnummer im Ostwaldschen Farbenkreise angibt. Diese zeigt die Unterschiede in der Lichtechtheit der beiden Farbstoffe im vorliegenden Falle besonders deutlich. Während die Farbnummer für Fig. 8 fast unverändert bleibt, erfährt sie bei Fig. 7 eine sehr starke Veränderung um 30 Teile des hundertteiligen Farbenkreises. Der Farbton ändert sich hier vollständig von Blau nach Rot hin.

Ein drittes Beispiel soll schließlich noch die Messung durchsichtiger Körper, und zwar von Flüssigkeiten veranschaulichen. Je eine verdünnte Lösung von rotem und blaugrünem Farbstoff wurden in verschiedenen Verhältnissen gemischt und die Farbe der reinen Lösungen, sowie der Mischungen in der oben beschriebenen Weise gemessen. Aus den Messungsergebnissen für Rot, Grün und Blau wurde die Ostwaldsche Farbnummer, ebenso wie bei den undurchsichtigen Körpern berechnet. Die erhaltenen Re-

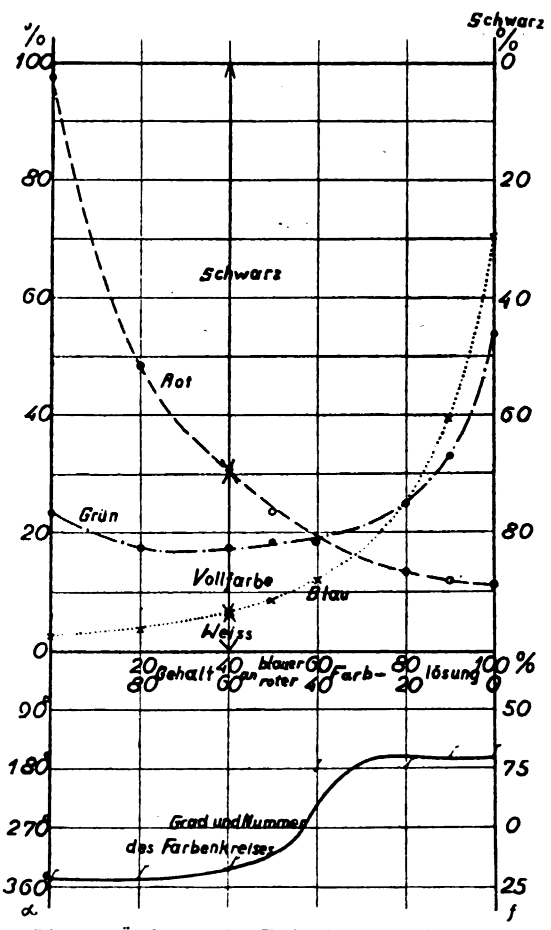


Fig. 9. Änderung der Farbe in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis bei Mischung roter und blaugrüner Flüssigkeiten.

sultate sind aus den Kurven in Fig. 9 zu entnehmen. Sie sind in Abhängigkeit von dem Mischungsverhältnis der beiden Farbstofflösungen eingetragen. Auf der Anfangsordinate ist das Ergebnis für die rote Lösung abzulesen, auf der Endordinate das für die blaugrüne. Die sie verbindenden Kurven geben die Werte für alle Mischungsverhältnisse. Von der Abszissenachse nach unten sind die Werte für die Gradteilung des Farbenkreises und für die Ostwaldschen Farbnummern aufgetragen.

Der Abstand zwischen der untersten von den drei Kurven für Rot, Grün und Blau und der Abszissenachse gibt die Werte für die farblose

Durchlassung (entsprechend Weiß); sie steigt erst und fällt dann wieder. Dasselbe gilt für die Absorption oder Verschluckung (entsprechend Schwarz), die von der Linie für 100% bis zu der obersten Kurve abzulesen ist. Die zwischen der obersten und untersten Kurve liegende farbige Durchlassung (entsprechend der Vollfarbe) fällt erst und steigt dann wieder an. Die Farbnummer ändert sich erst nur langsam von Rot gegen Gelb hin, dann rasch über Gelb nach Grün, und schließlich wieder langsam nach Blaugrün. Daß die gelben und grünen Mischfarben hier recht trüb ausfallen, zeigt der geringe Gehalt an Vollfarbe für diese Werte.

Die hier behandelten Beispiele lassen wohl die vielseitige Gebrauchsfähigkeit des Farbenmessers für die messende Behandlung von Farbenproblemen verschiedenster Art genügend erkennen. Die Anwendbarkeit des beschriebenen Apparats ist hierauf nicht beschränkt geblieben, sondern er wurde auch schon zu einem Universalphotometer für die Messung von Licht- und Beleuchtungsstärken ausgebildet; Näheres hierüber findet sich in dem Aufsatz „Ein Universalphotometer" im Journal für Gasbeleuchtung, Jahrg. 1919, Nr. 26, S. 355.

Eine Erleichterung und Vereinfachung der Farbenmessung wird ohne Zweifel die Anwendung der Ostwaldschen Farbenlehre im täglichen Gebrauch weiter fördern, und es wäre deshalb sehr zu wünschen, daß die Kreise, für welche die Farbenmessung besondere praktische Bedeutung hat, sich ihrer in immer weitergehendem Maße bedienen möchten.

Zusammenfassung.

Ein Farbmesser wird beschrieben, der auf der Messung des reflektierten oder durchgelassenen Lichts in den drei Farben Rot, Grün und Blau beruht. Mit dem Apparat können sowohl undurchsichtige wie auch durchsichtige Körper gemessen werden, unabhängig davon, ob sie glänzend oder matt, klar oder trüb sind. Aus den Messungsergebnissen lassen sich in einfacher Weise die von Ostwald für Farbenmessungen eingeführten Werte des Weiß- und Schwarzgehalts, der Vollfarbe und der Farbnummer ausrechnen. An drei Beispielen, die den Einfluß der Farbstoffkonzentration, die Prüfung auf Lichtechtheit und die Mischung verschiedenfarbiger Flüssigkeiten behandeln, wird das Meßverfahren und die Verwertung seiner Ergebnisse erläutert.

(Eingegangen am 21. Juni 1922.)

Über die modernen spektroskopischen Apparate.

Von K. Försterling.

Die folgenden Ausführungen beschäftigen sich mit den in der Spektroskopie gebräuchlichen Interferenzmethoden, soweit diese ein wirkliches Bild des Spektrums entwerfen. Es bleiben also von unserer Betrachtung Anordnungen wie der Jaminsche Interferentialrefraktor oder das Michelsonsche Interferometer ausgeschlossen, und wir beschränken uns auf die Besprechung des gewöhnlichen Beugungsgitters, des Michelsonschen Echellons und der planparallelen Platten von Perot-Fabry und Lummer-Gehrcke.

Die folgenden vier Figuren stellen schematisch diese vier Apparate und den Strahlengang in ihnen dar, und zwar:

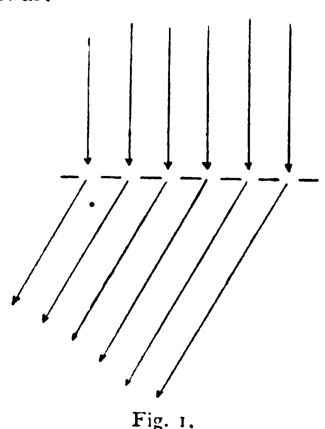


Fig. 1.

Fig. 1 das bekannte durchsichtige Gitter, auf welches senkrecht die Lichtstrahlen auffallen.

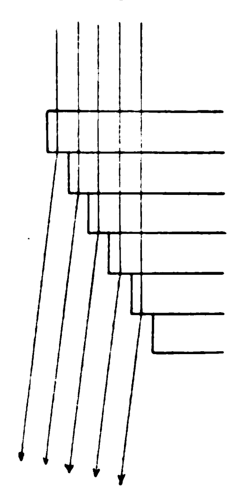


Fig. 2.

Fig. 2 das Michelsonsche Stufengitter. Dieses kann man sich aus einem (groben) einfachen Gitter (Fig. 1) hervorgegangen denken, indem man den



ersten Spalt freiläßt, vor den zweiten eine, den dritten zwei Glasplatten alle von der gleichen Dicke stellt usw.

Infolge der Beugung treten aus den Gittern Strahlen aller möglichen Richtungen aus, von denen in den Figuren 1 und 2 nur eine einzige Richtung gezeichnet ist.

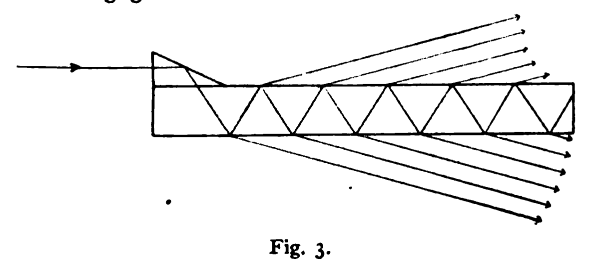


Fig. 3.

Fig. 3 zeigt die Lummersche Platte mit dem aufgesetzten Prisma nach Gehrcke.

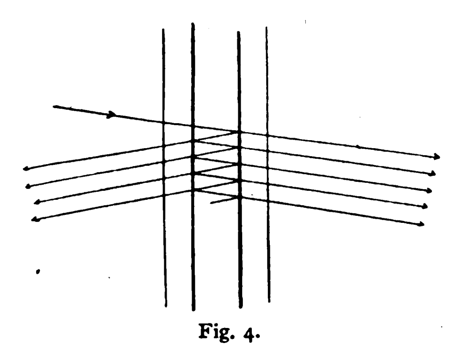


Fig. 4.

Fig. 4 schließlich den Interferenzapparat von Perot-Fabry.

Die Interferenz kommt dadurch zustande, daß aus einem einzigen Strahl sehr viele Teilstrahlen entstehen, in dem an den Begrenzungsflächen (bei Lummer: den Flächen einer einzigen planparallelen Glasplatte, bei Perot-Fabry den halbdurchlässig versilberten Flächen zweier gegenüberstehenden Glasplatten) bei der Reflexion ein kleiner Bruchteil der auffallenden Intensität austritt, während der Hauptteil reflektiert wird. Alle diese Teilstrahlen gelangen zur Interferenz.

Allen diesen Apparaten ist gemeinsam, daß nicht nur zwei Lichtstrahlen zur Interferenz gelangen, sondern relativ viele (m) und zwar so, daß der Gangunterschied Δ je zweier aufeinanderfolgender Strahlen denselben Wert hat. Δ hängt einmal von der Wellenlänge λ und zweitens von dem Winkel φ ab, den die aus dem Apparat austretenden Strahlen mit einer im Apparat festen Richtung einschließen. Wir wollen uns im folgenden insofern eine Vereinfachung gestatten, daß wir von der Dispersion der in Frage kommenden Medien absehen. Diese Vernachlässigung ist natürlich bei einer exakten Berechnung der Wellenlänge keineswegs zulässig, spielt aber bei der Behandlung der allgemeinen Eigenschaften der verschiedenen Interferenzmethoden keine wesentliche Rolle. Der Gangunterschied Δ ist dann einfach die Zahl der Wellenlängen in der geometrischen Wegdifferenz D:

$$\Delta = \frac{D}{\lambda}. \tag{1}$$

Wir wollen weiter voraussetzen, daß alle m interferierenden Strahlen die gleiche Intensität haben. Dies ist beim Beugungsgitter und Michelsonschen Echellon nahezu vollkommen, bei der Lummerschen Platte in Annäherung erfüllt. Beim Perot-Fabry allerdings gelangen streng genommen unendlich viele immer schwächer und schwächer werdende Strahlen zur Interferenz; unsere Annahme würde besagen, daß wir statt dessen mit m gleich starken Strahlen rechnen, wobei man für m etwa die Zahl der dem Auge sichtbaren Bilder der zu untersuchenden Lichtquelle setzt. Übrigens wird man beim Perot-Fabry immer mit einiger Willkür das Reflexions- und Absorptionsvermögen der benutzten Silberschicht annehmen müssen.

Drei Gesichtspunkte bestimmen in erster Linie die Verwendbarkeit einer Interferenzmethode zu spektroskopischen Messungen.

1. Die Intensität: sie ist proportional dem Quadrat der resultierenden Amplitude, also dem Quadrat der Zahl der zur Interferenz gelangenden Strahlen.

2. Das Auflösungsvermögen: fällt streng homogenes Licht in den Interferenzapparat ein, so liefert dieser ein Interferenzbild von endlicher Breite. Damit zwei benachbarte Spektrallinien getrennt werden, muß ihr Abstand größer sein als die Breite dieser Interferenzbilder.

3. Das nutzbare Spektralintervall: die Interferenzmethoden geben sämtlich von einer homogenen Spektrallinie nicht nur ein, sondern eine ganze Anzahl heller Bilder (verschiedener Ordnung). Das zu untersuchende Spektralintervall darf nicht so groß gewählt werden, daß die verschiedenen Ordnungen sich überdecken.

Über die Intensitätsfrage läßt sich im allgemeinen nichts weiter sagen, dagegen wollen wir in der oben erwähnten Näherung, die für alle vier Interferenzapparate gemeinsam gültigen Gesetze betreffs der beiden letzten Punkte ableiten.

I. Das Auflösungsvermögen.

Es möge eine Wellenlänge λ_0 in den Interferenzapparat einfallen. Falls die Strahlen unter einem Winkel φ_0 austreten, mag:

$$D = h\lambda_0, \quad \Delta = h \quad (h \text{ ganze Zahl})$$

sein. Dann addieren sich einfach die Amplituden m und die Intensität ist die m^2-fache des einzelnen Strahles. Für eine benachbarte Wellenlänge



$\lambda = \lambda_0 + d\lambda$ ist bei demselben φ_0 die Bedingung $\Delta = h$ nicht erfüllt, vielmehr ist:

$$\Delta = \frac{D}{\lambda_0 + d\lambda} = \frac{h\lambda_0}{\lambda_0 + d\lambda} = h - h\frac{d\lambda}{\lambda_0}. \qquad (2)$$

Der Gangunterschied zweier beliebiger Strahlen, des $n_1$ten und $n_2$ten, ist dann:

$$(n_2 - n_1)h - (n_2 - n_1)h\frac{d\lambda}{\lambda_0}.$$

Da der erste Term eine ganze Zahl ist, spielt für die Interferenz dieser beiden Strahlen nur der Ausdruck

$$(n_2 - n_1)h\frac{d\lambda}{\lambda_0}$$

eine Rolle. Alle Strahlen werden einander vernichten, wenn zu jedem ein zweiter vorhanden ist, für den dieser Ausdruck $\frac{1}{2}$ ist. Das ist aber (auch angenähert) nur dann möglich, wenn Strahlen mit allen möglichen Gangunterschieden von 0 bis zu einer ganzen Wellenlänge vorhanden sind. Der letzte Strahl (der $m$te) muß also gegenüber dem ersten einen Gangunterschied von mindestens einer Wellenlänge haben, damit die gesamten Strahlen sich gegenseitig durch Interferenz vollständig vernichten können, d. h., wenn m groß neben 1 ist, muß gelten:

$$hm\frac{d\lambda}{\lambda_0} = 1. \qquad (3)$$

In diesem Falle verschwindet also die Intensität der Wellenlänge $\lambda_0 + d\lambda$ an der Stelle φ_0 wo die Wellenlänge λ_0 gerade ihr Maximum hat.

Wir wollen annehmen, daß wir zwei solche Linien gerade noch trennen können. Als Bedingung für die Auflösbarkeit der Wellenlängen λ_0 und $\lambda_0 + d\lambda$ haben wir also:

$$\left|\frac{d\lambda}{\lambda_0}\right| = \frac{1}{mh}.$$

Den reziproken Wert $\left|\frac{\lambda_0}{d\lambda}\right|$ bezeichnet man als das Auflösungsvermögen A. Es ist also

$$A = hm \qquad (4)$$

und hängt nur von dem Gangunterschied Δ_m des ersten gegenüber dem letzten Strahl ab. Es ist proportional der Zahl der zur Interferenz gelangenden Strahlen und der Ordnungszahl.

II. Das nutzbare Strahlungsintervall.

Da der geometrische Weg D von φ abhängt, so hängt Δ von λ und φ ab, so daß:

$$d\Delta = \frac{\partial\Delta}{\partial\lambda}d\lambda + \frac{\partial\Delta}{\partial\varphi}d\varphi$$

ist. Hierbei hängt nach unserer Annahme D nicht mehr von λ ab. Es gilt also

$$\frac{\partial\Delta}{\partial\lambda} = -\frac{D}{\lambda^2} = -\frac{\Delta}{\lambda} \qquad (5)$$

Von einer Ordnung $\Delta = h$ zur nächsten wächst Δ um die Einheit. Der Winkelabstand $d\bar{\varphi}$ zweier Interferenzlinien der $h$ten und $(h+1)$ten Ordnung und derselben Wellenlänge λ_0 ist also gegeben durch:

$$\frac{\partial\Delta}{\partial\varphi}d\bar{\varphi} = 1. \qquad (6)$$

Fassen wir andererseits zwei Interferenzlinien derselben Ordnungszahl h ins Auge ($d\Delta = 0$), aber die von den verschiedenen Wellenlängen λ_0 und $\lambda_0 + d\lambda$ herrühren, so berechnet sich ihr Winkelabstand $d\varphi'$ aus der Gleichung:

$$\frac{\partial\Delta}{\partial\lambda}d\lambda + \frac{\partial\Delta}{\partial\varphi}d\varphi' = 0$$

oder mit Benutzung von (5) und (6):

$$\frac{\Delta}{\lambda_0}d\lambda = \frac{h}{\lambda_0}d\lambda = \frac{d\varphi'}{d\bar{\varphi}}.$$

Die Wellenlänge $\lambda_0 + d\lambda'$ mag mit ihrer $h$ten Ordnung bereits mit der $(h \pm 1)$ten Ordnung der Wellenlänge λ_0 zusammenfallen ($d\varphi' = d\bar{\varphi}$) dann ist $d\lambda'$ das nutzbare Spektralbereich

$$d\lambda' = \frac{\lambda_0}{h}. \qquad (7)$$

Das nutzbare Spektralbereich ist also stets umgekehrt proportional der Ordnungszahl. Man kann bei allen Interferenzapparaten bei gegebenen mindesten Spektralbereich das Auflösungsvermögen nur durch Vergrößerung der Zahl der interferierenden Strahlen erhöhen.

Wir wollen im Anschluß hieran noch die Frage beantworten: Wieviel Trabanten einer Linie können im besten Falle überhaupt wahrgenommen werden?

Wir haben also die Breite eines Beugungsbildes mit dem Abstand zweier Ordnungen zu vergleichen.

Sei λ_0 eine Wellenlänge mit dem Intensitätsmaximum bei φ_0, wo also

$$\Delta = h$$

ist.

Für einen benachbarten Winkel $\varphi + d\varphi^*$ mag die Intensität gerade verschwinden, so daß $d\varphi^*$ die halbe Winkelbreite der Linie mißt. Für $\varphi + d\varphi^*$ muß dann die Phasenverzögerung des letzten ($m$ten Strahls) gegenüber dem ersten $m\Delta = mh + 1$ sein, wie aus analogen Überlegungen im Anfang des vorigen Abschnittes folgt. Es gilt also:

$$\Delta^* = h + \frac{1}{m}.$$

Beim Fortschreiten um $d\varphi^*$ haben wir also (bei ein und derselben Wellenlänge λ_0)

$$d\Delta = \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi} d\varphi^* = \frac{1}{m},$$

und nach (6):

$$\frac{d\varphi^*}{d\overline{\varphi}} = \frac{1}{m}.$$

$d\varphi^*$ mißt die halbe Breite der Linie und drückt sich durch den Abstand zweier benachbarter Ordnungen aus:

$$d\varphi^* = \frac{1}{m} d\overline{\varphi}.$$

Damit wir nach unserer Festsetzung zwei Linien noch auflösen können, müssen sie um ihre halbe Breite $d\varphi^*$ auseinanderliegen. Es können also höchstens so viel Linien mit einem Interferenzapparat zugleich beobachtet werden, als die Zahl der zur Interferenz gelangenden Strahlen beträgt. (Es sei bemerkt, daß m als groß gegen 1 vorausgesetzt ist.)

III. Das gewöhnliche Bewegungsgitter als Beispiel.

Als Beispiel zu diesen allgemeinen Überlegungen wollen wir das gewöhnliche Beugungsgitter betrachten, doch lassen sich analoge Überlegungen für die Lummersche Platte und das Michelsonsche Echellon anstellen.

Fällt das Licht senkrecht auf die Fläche des Gitters, und ist g die Gitterkonstante, d. h. der Abstand zweier Gitterfurchen, so ergibt sich:

$$\Delta = g \frac{\sin\varphi}{\lambda},$$

und die Richtung der Maxima $\Delta = h$ ist gegeben durch

$$h = g \frac{\sin\varphi_h}{\lambda}; \quad \sin\varphi_h = \frac{\lambda}{g/h}.$$

Ist b die Breite der geteilten Fläche, also $b = mg$, so ist das Auflösungsvermögen A:

$$A = mh = mg\frac{\sin\varphi_h}{\lambda} = b\frac{\sin\varphi_h}{\lambda}.$$

Wir wollen nunmehr das Gitter in folgender Weise aus N-Teilgittern, jedes mit der Strichzahl m/N aufgebaut denken, daß wir die Breite b zunächst in m/N-Teile geteilt denken. Die Gitterkonstante dieses Gitters g_1 ist dann $g_1 = Ng$. Der Gangunterschied Δ_1 zweier benachbarten Strahlen ist jetzt $\Delta_1 = g_1 \frac{\sin\varphi}{\lambda}$. Falls für ein φ_h: $\frac{g\sin\varphi_h}{\lambda}$ eine ganze Zahl ist, so gilt dasselbe auch für $Ng\frac{\sin\varphi_h}{\lambda}$. Das Teilgitter gibt also auch in der Richtung $\varphi = \varphi_h$ ein Maximum der Intensität, aber die Ordnungszahl ist Nmal größer. Das Auflösungsvermögen ist beidemal dasselbe $b\frac{\sin\varphi_h}{\lambda}$; der Abstand zweier Ordnungen indeß (so lange wir den $\sin\varphi_h$ durch φ_h ersetzen können) ist Nmal kleiner geworden und die Intensität beträgt höchstens $1/N^2$ des ganzen Gitters.

Wir denken uns nun ein zweites genau kongruentes Teilgitter in das erste derart eingeschachtelt, daß der Abstand zweier Furchen g genau halbiert wird. Die so resultierende Gitterkonstante ist daher $g_2 = \frac{1}{2} g_1$. Das zweite Teilgitter für sich würde genau das gleiche Interferenzbild geben wie das erste allein; was resultiert aus dem Zusammenwirken beider Gitter? Hierfür ist entscheidend, ob die beiden übereinanderfallenden Beugungsbilder die gleiche oder die entgegengesetzte Phase haben. Der Gangunterschied Δ_2 zweier aufeinanderfolgender Strahlen im zusammengesetzten Gitter ist nun:

$$\Delta_2 = \frac{g_2\sin\varphi}{\lambda} = \frac{1}{2}\frac{g_1\sin\varphi}{\lambda} = \frac{1}{2}\Delta_1.$$

Die gebeugten Strahlen haben also gleiche Phase wo Δ_1 eine gerade Zahl, entgegengesetzte Phasen, wo Δ_1 eine ungerade Zahl war. Die Beugungsbilder ungerader Ordnungszahlen fallen also beim zusammengesetzten Gitter fort.

In derselben Weise kann man fortfahren und g_2 durch Einschachteln eines neuen Gitters halbieren usw. Immer scheiden die ungeraden Ordnungen aus, und das nutzbare Intervall wird verdoppelt, vervierfacht usw. Das Auflösungsvermögen aber bleibt in der einmal gewählten Richtung dauernd dasselbe. Diese Betrachtungen zeigen zugleich auf welche Weise Fehler in der Herstellung der Interferenzapparate zum Auftreten von Geistern führen können. Schachtelt man z. B. das zweite Gitter in das erste, so daß der Abstand zweier Furchen nicht genau halbiert wird, so haben die beiden Beugungsbilder der einzelnen Gitter in den ungeraden Ordnungen nicht genau die entgegengesetzte Phase, und diese bleiben, wenn auch geschwächt weiter bestehen und machen sich als falsche Linien, als Geister bemerkbar. Analoge Effekte würden bei der Lummerplatte durch periodische Dickenänderungen hervorgerufen werden.

IV. Die einzelnen Apparate und ihre Anwendungen.

Wir kommen nunmehr zur Besprechung der einzelnen Apparate. Diese zerfallen in zwei Gruppen: Perot-Fabry- und Lummerplatte einerseits, die Beugungsgitter und das Michelsonsche Stufengitter andererseits. Beiden Typen gemeinsam ist, daß das austretende Lichtbündel nicht aus parallelen Strahlen bestehen darf, sondern einen endlichen Winkelbereich umfassen muß. Fällt nun eine ebene Welle, die Licht aller Wellenlängen enthalten mag, auf eine Planplatte, so ist die austretende Welle wieder eine einzige ebene Welle.

Um also mit einer Planplatte ein Spektrum zu erhalten, muß bereits das einfallende Licht innerhalb eines gewissen Öffnungswinkels Strahlen aller möglichen Richtungen enthalten. Anders bei den Beugungsapparaten. Bei ihnen entsteht aus einer ebenen Welle durch Beugung ein Strahlenbündel. Der endliche Winkelbereich wird im Apparat selbst erzeugt. Jede ebene einfallende Welle gibt also für sich ein Spektrum. Aus einem einfallenden Strahlenbündel würden unendlich viele Spektren entstehen, die sich gegenseitig überdecken. Man muß also dafür sorgen, daß in dem Beugungsapparat eine einzige ebene Welle einfällt. Man hat also beim Gitter und Michelsonschen Echellon stets mit Kollimator und Spalt zu arbeiten.

1. Gitter. Von allen spektroskopischen Apparaten wird das gewöhnliche Beugungsgitter am meisten den Bedingungen 2 und 3 zu gleicher Zeit gerecht: der Forderung nach hohen Auflösungsvermögen und großem nutzbaren Spektralbereich. Die Ordnungszahl des beobachtenden Spektrums nämlich ist relativ klein, selten läßt sich wohl die vierte Ordnung mit Vorteil verwenden. Das hohe Auflösungsvermögen wird durch eine sehr große Zahl von Furchen erreicht, bis etwa zu 100000.[1])

Das Michelsonsche Stufengitter sucht umgekehrt die Ordnungszahl h sehr hoch zu wählen, beschränkt sich aber auf eine relativ kleine Zahl mitwirkender Strahlen, etwa $m = 36$. Das Stufengitter kann man sich aus dem gewöhnlichen durchlässigen (nicht reflektierenden) Gitter hervorgegangen denken, indem man den ersten Beugungsspalt frei läßt, vor den zweiten eine Glasplatte, vor den dritten zwei von derselben Dicke, vor den vierten drei usw. setzt. Hierdurch kommt zu der Verzögerung durch den geometrischen Weg, welcher beim gewöhnlichen Gitter allein auftritt, noch eine zweite, die von der Differenz der optischen Wege zweier aufeinander folgenden Strahlen herrührt. Ist s die Stufenhöhe, n der Brechungsindex der vorgeschalteten Glasplatten, so ist dieser Anteil der Phasenverzögerung

$$(n-1)\frac{s}{\lambda}\cos\chi$$

(χ Brechungswinkel in der Platte). Da nun stets bei nahezu senkrechtem Durchgange beobachtet wird, so ist die Ordnungszahl näherungsweise durch die Größe

$$h = (n-1)\frac{s}{\lambda}$$

bestimmt, also eine sehr große Zahl, da s groß gegen λ ist. Die infolge der Verschiedenheit der rein geometrischen Wege hinzukommende Differenz zu der Phasenverzögerung ist wie beim gewöhnlichen Beugungsgitter $g\frac{\sin\varphi}{\lambda}$ und verschwindet für $\varphi = 0$. Bei einer Stufenhöhe $s = 10$ mm, $n = 1{,}5$ und einer Wellenlänge von 0,0005 mm ist also etwa

$$h = 10^4.$$

Bei einem von Lunelund[1]) benutzten großen Hilgerschen Stufengitter war $m = 36$, $s = 10$ mm und die Breite der Stufen $g = 1$ mm.

Um den Abstand zweier Ordnungen derselben Wellenlänge zu berechnen, bemerken wir, daß die Größe $(n-1)\frac{s}{\lambda}\cos\chi$ für $\chi = 0$ nicht von φ ($\sin\varphi = n\sin\chi$) in erster Näherung abhängt, daß also zu $\partial\Delta/\partial\varphi$ allein die Differenz der geometrischen Wege einen Beitrag gibt. Alle Überlegungen sind dieselben, wie beim gewöhnlichen Gitter und es gilt ebenso

$$d\Delta = 1 = g\frac{\cos\varphi}{\lambda}\,d\overline{\varphi} = \frac{g}{\lambda}\,d\overline{\varphi}.$$

Also

$$d\overline{\varphi} = \frac{\lambda}{g}. \tag{7}$$

Die Intensität der Beugungsspektra eines gewöhnlichen Gitters ist ziemlich gering. Im allgemeinen verteilt sich ja die gesamte gebeugte Lichtstärke über eine ganze Reihe von Beugungsspektren verschiedener Ordnung zu beiden Seiten des direkten Bildes. Man kann diesen Übelstand bis zu einem gewissen Grade durch passende Form der Furchen entgegenwirken. Günstiger liegen in diesem Falle die Verhältnisse beim Stufengitter, wo die beugende Öffnung relativ zur Wellenlänge sehr groß ist. Das Beugungsbild eines solchen Spaltes der Breite g besteht aus dem hellen Zentralbilde umgeben von lichtschwachen Beugungsstreifen. Das Zentralbild erscheint unter einem Winkel:

$$\delta\varphi = 2\frac{\lambda}{g}.$$

Die durch Überlagerung der Strahlen der verschiedenen Spalten entstehende Beugungsfigur besitzt also nur so lange eine große Intensität, als sie in den Winkelbereich $\delta\varphi$ fällt. Ein Vergleich mit (7) lehrt, daß dies gerade der doppelte Winkelabstand zweier Maxima von den Ordnungen h und $h+1$ ist. Es erhalten also von den zahlreichen möglichen Ordnungen nur zwei eine merkliche Intensität. Man kann also sagen: dem Michelsonschen Stufengitter wird zwar durch den engen Spalt sehr wenig Licht zugeführt, aber dieses wird rationell ausgenutzt.

[1]) Ein Gitter von 16,5 cm Breite und 60 Linien auf 1 mm würde $n = 99000$ ergeben. Dem dürfte etwa das von Michelson geteilte Gitter entsprechen, welches Lemon und Gale, Physik. Zeitschr., Bd. 9 (1910), S. 209, benutzt haben.

[1]) H. Lunelund, Ann. d. Phys. **34** (1911), S. 505.

2. Die Planplatten. Um die Interferenzerscheinungen planparalleler Platten für feinste spektroskopische Messungen verwendbar zu machen, handelt es sich zunächst darum, die Zahl m der bei der Interferenz mitwirkenden Strahlen möglichst groß zu machen. Es darf also bei jeder Reflexion an der Grenzebene nur ein kleiner Bruchteil des auffallenden Lichtes austreten, während die Hauptmenge reflektiert wird. Es gilt also zunächst das Reflexionsvermögen möglichst groß zu machen. Dies erreichen Perot-Fabry durch eine schwache Versilberung der begrenzenden Glasfläche, Lummer noch einfacher, indem er nahe am Grenzwinkel der totalen Reflexion beobachtet. Bei der letzteren Methode kommt die störende Absorption der Metallschicht in Wegfall. Allerdings hat die Lummersche Anordnung zur Folge, daß die Platte aus einem Material mit einem größeren Brechungsindex als den der Umgebung hergestellt werden muß, also keinesfalls eine Luftplatte wie beim Perot-Fabry benutzt werden kann. Nimmt man als Material der Platte Glas, so ist der innere Einfallswinkel χ nahezu 45^0. Die Zahl der Reflexionen ist somit durch die Länge L der Platte beschränkt. Ist G die Dicke der Platte, so ist ungefähr $m = \frac{L}{2G}$. Nehmen wir als Beispiel eine Platte von 30 cm Länge und 1 cm Dicke, wie sie etwa Gehrcke und v. Bayer[1]) benutzt haben, so ist $m = 15$. Der Gangunterschied zweier aufeinanderfolgender Strahlen ist

$$\varDelta = 2nG\frac{\cos\chi}{\lambda},$$

und da χ nahezu der Grenzwinkel der Totalreflexion also in $\chi = \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}$ ist:

$$\varDelta = \frac{2G}{\lambda}\sqrt{n^2 - 1},$$

woraus für $n = 1{,}5$ ungefähr $h = \frac{2{,}2\,G}{\lambda}$ folgt. Falls es nur auf runde Zahlen ankommt ist einfach $h = \frac{2G}{\lambda}$ und das Auflösungsvermögen $A = \frac{L}{\lambda}$, das nutzbare Spektralintervall λ^2/G, so daß dünne Lummerplatten vorzuziehen sind. Hieraus ergibt sich für $G = 1$ cm, $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ cm

$$h = 0{,}45 \cdot 10^5.$$

Die Anordnung von Perot-Fabry erhält man, indem man eine planparallele Glasplatte auf beiden Seiten halbdurchlässig versilbert oder eine planparallele Luftschicht zwischen zwei halbdurchlässig versilberten Glasplatten herstellt. Durch geeignete Wahl der Dicke der Versilberung, welche durch Kathodenzerstäubung hergestellt wird, kann man es erreichen, daß man von einer einige Meter entfernten elektrischen Glühbirne in der versilberten Planplatte über 25 Spiegelbilder wahrnimmt. Wir wollen mit $m = 20$ rechnen. Hier, sowohl wie bei der Lummerplatte handelt es sich für m immer um einen summarischen Wert, da ja unsere Bedingungen, daß alle interferierenden Strahlen gleiche Intensität haben, nicht genau erfüllt ist; denn infolge der austretenden Strahlen tritt allmählich eine Schwächung ein.

Die Ordnungszahl ergibt sich, da jetzt $\cos\chi = 1$ ist zu

$$h = 2n\frac{G}{\lambda}.$$

Wir wollen weiterhin eine Luftplatte voraussetzen. Sie hat den großen Vorteil, daß einmal keine Inhomogenität des Plattenmaterials störend sein kann, anderseits bei geeigneter Anordnung die Dicke sich stetig variieren läßt. Die Ordnungszahl

$$h = \frac{2G}{\lambda}.$$

ist bei ihr also annähernd die gleiche wie bei einer Lummerplatte derselben Dicke.

In der folgenden Tabelle sind die verschiedenen Konstanten für die besprochenen Apparate noch einmal zusammengestellt.

Die Platten von großer Dicke, also hohem Auflösungsvermögen besitzen einen sehr kleinen nutzbaren Spektralbereich $d\lambda'$. Natürlich muß die zur Beobachtung gelangende Einzellinie so schmal sein, daß ihre Breite kleiner als die des Intervalls

Tabelle.

	Ordnungszahl h	Zahl der interferierenden Strahlen m	Auflösungsvermögen $A = hm$	Nutzbares Spektralintervall $d\lambda'/\lambda = 1/h$
Gitter, 16,5 cm breit, 600 Linien auf 1 mm	4	99000	400000	—
Stufengitter, 35 Stufen, $n = 1{,}5$, 1 cm Stufenhöhe	10000	36	360000	10^{-4}
Lummerplatte, 30 cm Länge, $n = 1{,}5$, 1 cm Dicke	45000	15	680000	$2{,}2 \cdot 10^{-5}$
Perot-Fabry, 0,1 cm Dicke der Luftplatte	4000	20	80000	$2{,}5 \cdot 10^{-4}$
Perot-Fabry, 1 cm Dicke	40000	20	800000	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$
Perot-Fabry, 10 cm Dicke	400000	20	8000000	$2{,}5 \cdot 10^{-6}$

Das Verhältnis des Abstandes der beiden D-Linien zu ihrer mittleren Wellenlänge beträgt:

$$\left[\frac{d\lambda}{\lambda}\right]_{Na} = 10^{3}.$$

[1]) E. Gehrcke und O. v. Bayer, Ann. d. Phys. **20** (1906), S. 276.

ist, da sonst keine Interferenzfigur sichtbar wird. Aus diesem Grunde wird eine Luftplatte von 10 cm Dicke nur in äußerst seltenen Fällen Verwendung finden können.

Wie man sieht, steht ein großes Gitter, das allerdings auch sonst vorgügliche Eigenschaften haben muß an Auflösungsvermögen den übrigen Instrumenten in der normalen Größe nur wenig nach. Es hat den Vorteil eines sehr großen nutzbaren Spektralbereiches, so daß bei komplizierten Linien über die Zuordnung der Trabanten eindeutige Bestimmtheit herrscht. Seine Lichtstärke dürfte dagegen erheblich geringer sein. Über die angegebenen Zahlen hinaus dürfte die Leistungsfähigkeit der Gitter kaum wesentlich zu steigern sein. Um z. B. das Auflösungsvermögen zu verdoppeln, müßte man Gitter von 33 cm Länge der geteilten Fläche herstellen. Wenn auch die zugehörige Linse bei Autokollimation und Beobachtung in 3. und 4. Ordnung (also schiefer Stellung des Gitters zum Fernrohr) nicht die gleiche Öffnung zu haben brauchte, so würde doch wohl ihre Beschaffung, zumal einer solchen aus Quarz für das Ultraviolett, zusammen mit der ganzen Aufstellung recht kostspielig sein. Andererseits ist die Größe der Konkavgitter dadurch beschränkt, daß die Bedingungen für eine scharfe Abbildung des Spaltes im Beugungsbild durch das Konkavgitter nicht streng, sondern nur angenähert erfüllt ist, solange die geteilte Fläche nicht zu groß wird.

Michelsonsches Stufengitter und Lummersche Parallelplatte haben bei technisch tadelloser Ausführung wohl ungefähr gleiche Leistungsfähigkeit. Auch die Lichtstärke dürfte nicht allzu verschieden sein; bei der Lummerplatte kann zwar sehr viel Licht in die Platte gelangen, aber es verteilt sich auf eine außerordentliche Zahl von Spektren der verschiedenen Ordnungen, während, wie wir sahen, das Licht, welches aus dem Kollimator kommend das Stufengitter passiert, sich in zwei Ordnungen wiederfindet. Überlegen ist die Lummerplatte durch die Einfachheit ihrer Konstruktion. Beim Stufengitter müssen alle Platten aus einer einzigen großen planparallel geschliffenen Glasplatte geschnitten werden. Dies stellt ganz außerordentliche Anforderungen an die Homogenität des verwandten Materials und erschwert die Anwendung von Bergkristall. Die Lummersche Platte verlangt dagegen wenig Material. Von Hilger sind bereits tadellose Lummerplatten aus Bergkristall hergestellt worden, so daß die Verwendbarkeit dieses Instruments bis weit ins Ultraviolette reicht.[1])

Technisch am einfachsten herzustellen ist die Perot-Fabrysche Luftplatte, da sie nur plane keine planparallelen Flächen und noch dazu in geringer Ausdehnung erfordert. Bei guter Versilberung der reflektierenden Flächen stehen die Interferenzbilder denen der Lummerplatte an Schärfe der Interferenzlinien kaum nach. Freilich ist die Lichtstärke durch die Absorption im Silber geringer. Beim Perot-Fabry dürften am leichtesten die theoretischen Voraussetzungen erfüllbar und die Freiheit von Geistern zu erreichen sein. Beobachtungen mit Hilfe des Perot-Fabry womöglich mit variabler Dicke der Luftplatte würden daher an Sicherheit diejenigen an anderen Spektralapparaten übertreffen. Ein großer Nachteil dagegen besteht in der Empfindlichkeit der dünnen Silberschicht gegen äußere Einflüsse. Ferner gründet sich die Feinheit der Perot-Fabryschen Methode durchaus auf die exzeptionellen Eigenschaften, welche das Silber im sichtbaren Gebiete zeigt. Im Ultravioletten sind dieselben nicht mehr vorhanden; und ein Ersatz des Silbers durch ein anderes Metall verschlechtert das Interferenzbild derartig, daß er keinen Vergleich mit dem der Lummerschen Platte aushält. Legt man also Wert auf Beobachtung im Ultraviolett — und das ist zur Erforschung der Seriengesetze durchaus nötig — so wird man neben dem Gitter zu der planparallelen Quarzplatte nach Lummer-Gehrcke greifen müssen.

Zusammenfassung.

Im vorstehenden wurde versucht zunächst die für die gebräuchlichen Interferenzapparate: Perot-Fabry, Lummerplatte, Gitter und Stufengitter gültigen Formeln für das Auflösungsvermögen und das nutzbare Spektralintervall aufzustellen. Aus der Spezialisierung auf die allgemeinen Beziehungen ergeben sich dann leicht die für die einzelnen Apparate gültigen Gesetze.

(Eingegangen am 23. Januar 1922.)

[1]) Hilger hat auch kleinere Michelsonsche Stufengitter aus Quarz angekündigt.

Zuschriften an die Schriftleitung.

Zum Aufsatz von Dr. L. Kühn „Über drahtlose Telephonie", diese Zeitschr. **3** (1922), S. 109.

Herr L. Kühn spricht in diesem Aufsatz auf S. 114 im Text und in Fig. 10 von der Meißner-schaltung.

Herr Dr. A. Meißner verweist demgegenüber darauf, daß er im D. R. P. 291 604 vom 19. April 1913 nicht eine spezielle Schaltung angegeben habe, sondern entsprechend dem Patentanspruch: „Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß ein mit glühender Kathode oder ionisierter Gasstrecke oder dergleichen arbeitendes elektrisches Relais sowohl an seiner Primär- als auch Sekundärstrecke mit



einem schwingungsfähigen System verbunden ist, so daß die in letzteren erregten Anfangsschwingungen durch das Relais verstärkt und aufrechterhalten werden," ein ganz allgemeines Verfahren zur Schwingungserzeugung durch Entnahme von Energie aus dem Verbraucherkreis zur Steuerung des Gitters zeigte, wonach er eine ganze Reihe von Schaltungen entwickelt habe.

Hierzu weist Herr Dr. Kühn darauf hin, daß zurzeit über die Tragweite des D. R. P. 291604 mehrere patentrechtliche Prozesse schweben.

Die Schriftleitung behält sich vor, nach Beendigung der Prozesse auf die Sache zurückzukommen, falls hierzu ein wissenschaftlicher Grund vorliegt.

Berichtigung.

Das Namenszeichen am Schluß der Würdigung von H. Hertz in Nr. 3 ist zu lesen: E. Gehrcke.

Besprechungen.

Wolff, H. und Schlick, W., **Farben- und Lackkalender.** Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft m. b. H. Stuttgart, 1923.

Mit dem vorliegenden Kalender übergeben die Verfasser zum ersten Male ein Taschenbüchlein für die Lack-, Firniß- und Farbenindustrie der Öffentlichkeit, aus dem der Praktiker schnell und ohne Hilfe größerer Werke die wichtigsten Angaben für die Prüfung und Beurteilung des zu untersuchenden Materials entnehmen kann. Auf dem engen Raume von 172 Textseiten ist eine Unmenge von wissenswertem Zahlen- und Erfahrungsmaterial zusammengestellt, das auch dem Fachmanne durch gute systematische Behandlung manches Erfreuliche bietet. So wird sich das Büchlein auch außerhalb der eigentlichen Bestimmung zahlreiche Freunde erwerben.

Der Inhalt ist in fünf Teile gegliedert: Die Rohstoffe der Lack- und Farbenfabrikation. — Lacke und Firnisse. — Öl- und Lackfarben. — Lackprüfung und Analyse. — Verschiedenes.

Wenn an dieser Stelle zu einigen der behandelten Fragen kurze Bemerkungen erlaubt sind, mögen sie lediglich als Anregungen für die späteren Auflagen dieses kleinen Nachschlagswerkes aufgefaßt werden: Bei den analytischen Methoden für die Harzprüfung dürfte ein Hinweis auf die sogenannte Verhältniszahl zu empfehlen sein, mit deren Hilfe man leicht über die qualitative Art von Verfälschungen einen Überblick gewinnen kann. Die Einteilung der verschiedenen Arten von Kumaronharzen bedarf, selbst wenn ihr heute keine absolute Gültigkeit mehr beigelegt wird, doch in der tabellarischen Zusammenstellung (Seite 25) einer hinreichenden Erklärung oder zum mindesten eines Literaturhinweises. Es mag hervorgehoben werden, daß die Farbenindustrie etwas kurz behandelt ist und hauptsächlich nur insofern in der Darstellung herangezogen wurde, als sie mit den Hauptverwendungsgebieten der Firnisse und Lacke in engerem Zusammenhange steht. Hinsichtlich der Prüfung der Körperfarben (besonders auf ihre Beständigkeit) liegen bereits bescheidene Anfänge vor, hierfür die Methode der Ostwaldschen Farbentafeln in Anwendung zu bringen, wenn auch die Versuche im einzelnen noch nicht abgeschlossen sind. Das große Anwendungsgebiet der Lacke in der elektrotechnischen Industrie zu Isolationszwecken ist fast gar nicht berührt, denn der kurze Hinweis auf die Asphaltlacke (Seite 113) kann nicht als ausreichend angesehen werden; auch wären einige Angaben für die praktische Prüfung in dieser Hinsicht wünschenswert. Dagegen sind in Teil 5 die Zusammenstellungen der Maße und Gewichte sowie die Anweisungen zur Auswertung von Flächen und Körpern im Rahmen dieses Kalenders nicht unbedingt erforderlich. Retzow.

Rinne, F., **Röntgenographische Feinbaustudien.** Abhandl. Leipziger Akad. Wiss. 38, Nr. 3. 117 S., 32 Abb. i. T. B. G. Teubner, Leipzig 1921.

Das Leipziger mineralogische Universitätsinstitut befaßt sich unter der Leitung von Rinne mit Erfolg mit der Anwendung der Laueschen röntgenographischen Methode zwecks Ermittlung des räumlichen Gitterbaus von Kristallen. Das vorliegende Heft enthält folgende Arbeiten:

Ch. Berndt über Olivin, M. Mechling über Kobaltglanz, K. Espig über Karborund und Ch. Kulaszewski über Turmalin.

Hervorzuheben ist die genaue tabellarische Auswertung der abgebildeten Lauegramme. R. Swinne.

Nernst, W. und Schoenfliess, A., **Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften.** Kurzgefaßtes Lehrbuch der Differential- und Integralrechnung mit besonderer Berücksichtigung der Chemie. 10. verm. und verb. A. XII, 502 S., 113 Abb. i. T. R. Oldenbourg, München und Berlin 1923.

Die hohe Zahl der Auflagen des im Jahre 1905 erstmalig erschienenen Buches beweist zur Genüge seine Brauchbarkeit. Man könnte darüber streiten, ob nicht der Obertitel mit dem Untertitel vertauscht werden müßte, um den Charakter des Buches genauer zu kennzeichnen. Denn unter seinen 162 § finden sich 58, die der mathematischen Behandlung naturwissenschaftlicher Fragen gewidmet sind. Die übrigen 104 § aber enthalten die eigentliche Stoffdarbietung der Infinitesimalrechnung.

Daß sowohl die mathematische wie die naturwissenschaftliche Seite der Darstellung unübertroffen ist, versteht sich gegenüber den berühmten Autoren von selbst; unbedenklich kann sich der Lernende ihrer Führung anvertrauen.

Der neuzeitlichen Entwicklung der Naturerkenntnis entsprechend sind in der 10. Auflage drei neue Abschnitte hinzugekommen. Sie betreffen den neuen Wärmesatz (N.), die Grundlagen des Relativitätsprinzipes (Sch.) und die Theorie der Kristallgitter (Sch.). W. Hort.

Brion, G., **Luftsalpeter.** Seine Gewinnung durch den elektrischen Flammenbogen. Sammlung Göschen. 2. verb. A. 8°. 128 S., 51 Abb. i. T. Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1921.

Dieses Bändchen gibt eine gut unterrichtende Einführung speziell in die physikalischen Grundlagen der physikalisch und chemisch interessanten Bindung des Luftstickstoffs durch elektrische Gasentladungen. Doch kommt die technische Gewinnung des Salpeters auf diesem Wege für Deutschland aus Mangel an billigen Energiequellen, wie Wasserkräften, neben den anderen Verfahren, wie dem von Haber-Bosch und dem von Frank-Caro, nicht sonderlich in Frage. R. Swinne.

Zimm, W., **Über die Strömungsvorgänge im freien Luftstrahl.** Forschungsarb. d. V. d. I. H. 234. Berlin 1921.

Strömrichtung und Geschwindigkeit an den einzelnen Punkten des Luftstrahles aus einer Düse werden mit Staugerät und Hitzdrahtsonde — deren Anordnung und Eichung genau beschrieben ist — gemessen, die Ergebnisse in Linien gleicher Geschwindigkeit dargestellt.

So lassen sich Luftmengen- und Energieverteilung im Strahl berechnen und darstellen. Als Ergebnis der wertvollen Untersuchung folgt im Einklang mit den theoretischen Überlegungen des einleitenden Abschnitts: Die Bewegungs-

energie des Strahlkernes nimmt längs der Strahlachse ständig ab, zugunsten des mitgerissenen Luftmantels, dessen Energie bis zu einer gewissen Entfernung von der Düse zunimmt, um dann gleichfalls abzuklingen. E. Everling.

Föppl, A. und Föppl, O., **Grundzüge der Festigkeitslehre.** Teubners technische Leitfäden. Bd. 17. IV, 290 S., 141 Abb. i. T., 1 Tf. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1923.

Die Methoden zur Berechnung von Maschinen- und Bauteilen haben sich in neuerer Zeit sehr nachhaltig vervollkommnet. Immer weniger sieht sich der Ingenieur gezwungen, vor verwickelten Formen und Beanspruchungszuständen Halt zu machen. Andererseits hat sich der Einblick in das physikalische Verhalten der Baustoffe vertieft.

Es ist daher ein dankenswerter Schritt der beiden Verfasser, das, was sich von dieser neueren Entwicklung ohne allzuweitgehende mathematische Hilfsmittel darstellen läßt, in knapper Form strebsamen Ingenieuren darzubieten. Besonders berücksichtigt ist dabei die Verdrehungslehre, die auch eine bisher unveröffentlichte Theorie des krummen, gleichzeitig auf Biegung und Verdrehung beanspruchten Stabes von A. Föppl umfaßt.

Von besonderem Interesse ist der letzte Abschnitt des Buches über Schwingungsfestigkeit und Schwingungsrisse, dessen Inhalt auf neuen Versuchen von O. Föppl beruht. Die wesentlichen Ergebnisse dieses Abschnittes lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Kleine Materialfehler oder Diskontinuitäten (sowohl im Innern wie an der Oberfläche) erhöhen im allgemeinen bei ruhender Beanspruchung die ohne sie vorhandenen Spannungswerte bis zum doppelten (in ihrer unmittelbaren Nähe). Liegt dieser doppelte Betrag über der Streckgrenze, so findet durch Dehnung Spannungsausgleich statt, wodurch die gefährliche Wirkung der Materialfehler oder Diskontinuitäten erheblich herabgesetzt wird.

2. Bei wechselnder Beanspruchung (Schwingungsbeanspruchung) kann dieser gefahrvermindernde Spannungsausgleich nicht wirken, weil bei jedem Lastwechsel die Materialüberanstrengung (Überschreitung der Streckgrenze) von neuem auftritt. Dies hat bei häufigen Lastwechseln eine Zerstörung des körperlichen Zusammenhangs in der Umgebung der Fehlstelle zur Folge.

3. Dies Verhalten wurde durch Versuche bestätigt. Es zeigte sich sowohl bei Konstruktionsedelstählen (σ_b = 8000 kg/cm², ε_b = 14 %) wie auch bei hochwertigen Bronzen (σ_b = 5000 kg/cm², ε_b = 30 %) im Falle von zahlreichen raschen Lastwechseln (Schwingungen) eine auffallend niedrige Lastgrenze, bei der der erste sichtbare Anriß auftrat. Diese Grenze lag bei den Stählen etwa bei 4200 kg/cm², bei der Bronze bei etwa 1300 kg/cm². Föppl gebraucht für die ermittelten Festigkeitszahlen den Ausdruck „Schwingungsfestigkeit".

4. Die ersten Anrisse gingen fast immer von leichten Oberflächenbeschädigungen oder von Materialfehlern dicht innerhalb der Oberfläche aus. Auch Grobkörnigkeit des Gefüges hat die Wirkung von Materialfehlern und setzt die Schwingungsfestigkeit bedeutend herab.

5. Ungleichmäßige Verteilung der angreifenden Kräfte, Stöße, Erschütterungen setzen die Schwingungsfestigkeit ebenfalls bedeutend herab, für den obengenannten Stahl bis zu 1800 kg/qcm. W. Hort.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Technisch-Wissenschaftliche Lehrmittelzentrale (TWL).

Merkblätter. Die Technisch-Wissenschaftliche Lehrmittelzentrale (Berlin NW. 87, Huttenstr. 12/16) beschäftigt sich mit der Hebung des Lehrmittel- und Vortragwesens und der planmäßigen Ausnutzung der verfügbaren technisch-wissenschaftlichen Erfahrungs- und Forschungsergebnisse. Neuerdings sind zwei Blätter veröffentlicht worden, die einem größeren Kreise Richtlinien für ein Zusammenarbeiten mit der Lehrmittelzentrale geben.

Das Blatt TWL 1143: „Leitsätze für TWL-Lichtbilder" enthält ausführliche Angaben über die Herstellung der Zeichnungen für Diapositive einschließlich eingehender Vorschriften über Strichstärken, Höhe der Schriftzeichen usw.

TWL 1210: „TWL-Merkblatt" gibt die wichtigsten Regeln für das Zusammenarbeiten der Lehrmittelzentrale mit industriellen Firmen bei der Herstellung von Drucksachen und Lichtbildern, ferner über das Zusammenarbeiten mit Vortragenden, Buchverlegern und Schriftleitungen, endlich Angaben über die Einrichtung von TW-Karteien und über die Ausnutzung des bei TWL vorhandenen Materials.

Die Blätter sind von der Normen-Vertriebsstelle, Berlin NW 7, Sommerstraße 4a, zum Preise der Normblätter zu beziehen.

Diapositive. Von der Technisch-Wissenschaftlichen Lehrmittelzentrale (TWL), Berlin NW. 87, Huttenstr. 12/16, sind neuerdings u. a. folgende Diapositiv-Serien herausgebracht worden: Mathematik in der Industrie, Konforme Abbildung, Kreiseltheorie, Ruthsdampfspeicher, Elektrodampfkessel, Belüftung elektrischer Maschinen, Automobilmotore, Passungssysteme, Normen, Unfallverhütung, Pressen von Nichteisenmetallen, Verfahren zur Untersuchung der Metallstruktur mit Röntgenstrahlen.

Pausen vollständiger Serien werden zwecks Aussuchens passender Diapositive gegen Einsendung des doppelten Portos für einen Brief von 100 Gramm Gewicht leihweise übersandt.

TW-Karteien. Zweck der Technisch-Wissenschaftlichen Karteien, wie sie von der TWL empfohlen werden, ist die planmäßige Sammlung und Aufbewahrung alles technisch-wissenschaftlichen Materials, das zu einem bestimmten Gegenstand gehört. U. a. können in den TW-Karteien aufbewahrt werden TWL-Referatenblätter, Auszüge aus Zeitschriften, Büchern und Patentschriften, Ausschnitte aus Zeitschriftenschauen, ferner Werbedrucksachen, Photographien, interne Versuchs- und Betriebsberichte industrieller Betriebe, private wissenschaftliche Notizen usw.

Indem alle diese Unterlagen sich selbsttätig unter ihrem Stichwort oder ihrer Ziffer zusammenfinden, zeigt die Kartei sofort, was auf einem Gebiet bereits geleistet ist und wo die weitere Arbeit einzusetzen hat. Der technisch-wissenschaftliche Fortschritt im allgemeinen wie auch die Leistung des einzelnen Werkes oder der einzelnen Persönlichkeit werden dadurch auf das wirksamste gefördert, während Karteien, die lediglich Literaturhinweise enthalten, erfahrungsgemäß nicht in dem Maße benutzt werden, wie es ihrer Bedeutung eigentlich entsprechen würde, weil die Beschaffung der Originalunterlagen zuviel Mühe zu verursachen pflegt.

Heute verschwinden in den meisten Werken die Berichte über Betriebserfahrungen in den Akten des betreffenden Kunden, und es ist mehr oder weniger Zufall, wenn dieses äußerst wertvolle Material in einem späteren ähnlichen Fall noch einmal zum Vorschein kommt. Man ist von dem Gedächtnis der einzelnen Persönlichkeit abhängig, mit deren Ausscheiden ein großer Schatz an Erfahrungen einfach verloren geht, obwohl die Hauptarbeit, die schriftliche Niederlegung, schon geleistet war.

Werden solche Berichte, nachdem sie nötigenfalls entsprechend redigiert sind, gesammelt und richtig geordnet, so können sie eines der wertvollsten Mittel des technischen Fortschrittes für ein Werk werden und gleichzeitig einen



Grundstock für die karteimäßige Aufbewahrung alles anderen oben angeführten Materials bilden.

Die Technisch-Wissenschaftliche Lehrmittelzentrale hat bestimmte Formen für Karteiblätter ausgebildet. Für Handkarteien wird das Format 105 × 148 mm (Dinorm 476), aufrecht stehend, empfohlen; größere Blätter werden auf dieses Format gebrochen. Die Blätter können auch in den üblichen Karteien für Karten in der Größe 100 × 150 mm untergebracht werden, indem man die Karten quer stellt und die Leitkarten etwas höher macht als gebräuchlich.

Außeninstitut der Technischen Hochschule Berlin. Vorlesung im Sommersemester 1923. Prof. Wallenberg: „Einführung in die Theorie der konformen Abbildung mit Anwendungen auf Geometrie, Physik und Technik". 10 Doppelstunden; Donnerstags 6 bis 8 Uhr; Hörsaal 259 H. Beginn am 26. April 1923. Preis 10000,— M., Ausländer 20000 M. Kartenverkauf in Zimmer 138 der Technischen Hochschule.

Personalnachrichten.

Aachen. Fabrikdirektor August Elfes in Berlin wurde in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste um die Großfabrikation elektrischer Maschinen und seiner vorbildlichen Organisation der Großwerkstätten der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft seitens der Technischen Hochschule Aachen zum Dr.-Ing. e. h. ernannt.

Darmstadt. Ingenieur Bruno Möhring, Direktor der Meguin-A.-G in Butzbach, in Anerkennung seiner Verdienste um die Entwicklung der Kohlenaufbereitung, sowie der Kokerei- und Fördertechnik; Ingenieur Christian Seybold, Mitinhaber der Maschinenfabrik F. C. Baming & Seybold in Düren i. Rhld., als verdienstvoller Förderer des Baues von Maschinen zur Papierfabrikation; Direktor S. J. Christian Roos in Berlin, in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste um die Ausbildung, Entwicklung und technische Verwendung des Elektromoters, wurden von der Technischen Hochschule zu Darmstadt zu Doktoringenieuren e. h. ernannt.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Todesanzeige!

Am 8. April 1923 verschied an den Folgen einer Blutvergiftung nach ganz kurzem Leiden

Dr. Heinrich Erfle,

Jena, wissenschaftlicher Mitarbeiter der Carl Zeiss-Werke in Jena. Mitbegründer der Ortsgruppe Jena und zuletzt durch das Vertrauen der Mitglieder 1. Vorsitzender der Ortsgruppe, betrauert die Gesellschaft den Verlust eines ihrer treuesten und rührigsten Mitglieder. Die Technische Physik verliert in ihm einen über das engere Fachgebiet hinaus ungewöhnlich begabten und kenntnisreichen Mann. Infolge seines liebenswürdigen, stets hilfsbereiten Wesens hat sein Dahinscheiden in den Herzen vieler Freunde eine tiefe und schmerzliche Lücke gerissen. Tieferschüttert von diesem tragischen Geschick, das ihn in der Blüte seiner Jahre mitten aus regstem, hoffnungsvollem Schaffen aus unserer Mitte riß, stehen wir an seinem Grabe. Sein Andenken werden wir stets in Ehren halten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

gez. Dr. Gehlhoff, 1. Vorsitzender.

Durch Verordnung vom 10. Dezember 1922 ist nunmehr auch in Österreich die Staatsprüfung für Technische Physik an der Technischen Hochschule in Wien eingeführt worden.

Gegenstände der I. (allgemeine) Staatsprüfung sind: Physik, Mathematik, Mechanik und Elektrotechnik.

Gegenstände der II. Staatsprüfung (Fachprüfung) sind:

a) Für die praktische Prüfung:

Die Ausarbeitung einer dem Kandidaten aus experimenteller oder technischer Physik gestellten Aufgabe;

b) für die theoretische Prüfung:

Theoretische, experimentelle und technische Physik.

Die Prüfung aus letzterem Gegenstande erstreckt sich einerseits auf das Gesamtgebiet dieses Faches im allgemeinen, andererseits in besonders eingehender Weise auf ein vom Kandidaten gewähltes und von der Prüfungskommission als ausreichend anerkanntes Spezialgebiet der Technischen Physik.

Damit ist das Studium der Technischen Physik in allen deutschsprachigen Gebieten (mit Ausnahme der Schweiz) als offizielles Fach an den Technischen Hochschulen eingeführt.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 30, Nollendorfplatz 6, IV Tr. r., Telefon-Nr.: Lützow 225.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn v. Dallwitz-Wegener, Neckargemünd bei Heidelberg:

Herr Physiker Hermann Bieberbach, Heppenheim a. d. Bergstraße, Lorscherstraße 19.



Herr Dr. med. Kurt Goette, Heidelberg, Medizinische Klinik.

Herr cand. phys. Karl Röser, Heidelberg, Kleinschmidtstraße 20.

Seitens des Herrn Alfred Engel, Charlottenburg:

Herr Ing. Fritz Meyer, (Siemens & Halske, Wernerwerk) Neufinkenkrug, Moltkestraße 42.

Seitens des Herrn Dr. Heinrich Franke, Altona-Ottensen:

Firma C. H. F. Müller, Röntgenröhrenfabrik, Hamburg, Hammerbroockstraße 93.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Leithäuser, Berlin:

Herr Prof. Dr. Hans Geiger, Oberregierungsrat bei der P.-T. R., Cöpenick, Dahlwitzerstraße 49.

Herr Dr. Wilhelm Steinhaus, Regierungsrat bei der P.-T. R., Charlottenburg, Kuno Fischerstraße 22.

Seitens des Herrn Professor Dr. H. Mache, Wien:

Herr a. o. Prof. Dr. Franz Aigner, Wien IV, Technik.

Frau Dr. Tilde Bauer-Artner, Wien III, Ungargasse 71.

Herr Dr. Emil Bausenwein, Wien XIX, Heiligenstädterstraße 134.

Herr o. ö. Prof. Dr. Hans Benndorf, Graz, Phys. Inst. der Universität.

Herr Ing. Alois Bican, Wien III, Ungargasse 56.

Herr Dr. Arthur Decastello, Wien VIII, Floriangasse 46.

Herr Ing. Richard Erban, Wien VI, Mariahilferstr. 55.

Herr Privatdozent Dr. Robert Ettenreich, Wien I, Freiung 6.

Herr o. ö. Prof. Dr. Ludwig Flamm, Wien IV, Technik.

Herr Dr. Otto Fritz, Wien IV, Gusshausstraße 25.

Fräul. Dr. Anna Gabler, Wien IV, Mommsengasse 11.

Herr Prof. Dr. Georg Hofbauer, Wien IX, Währingerstraße 59.

Fräul. Dr. Maria Hornyak, Wien XV, Gasgasse 8.

Herr Max Kindinger, Wien XIX, Felix Mottlstr. 41.

Herr Dr. Gerhard Kirsch, Wien IV, Johann Straußgasse 30.

Herr Ing. Walter Kraus, Wien III, Apostelgasse 12.

Herr Oberingenieur Friedrich Lechner, Wien III, Apostelgasse 12.

Herr Dr. Heinrich Prelinger, Wien III, Landstraße, Hauptstraße 140.

Herr o. ö. Prof. Hofrat Dr. Max Reithoffer, Wien III, Reisnerstraße 37.

Herr Eduard Schreck, Wien I, Schmerlingplatz 8.

Herr Dr. Gustav Schwaiger, Wien I, Schottengasse (Mölkerhof).

Seitens des Herrn Prof. Dr. Schering, Berlin:

Herr Dipl.-Ing. Albert Eisele, Prokurist der Deuta-Werke, Oranienwerke 25.

Seitens des Herrn Dr. Hans Schulz, Groß-Lichterfelde:

Herr Dr. Bohmer, Göttingen (Firma Sartorius).

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Leonhard Kneissler-Maixdorf, Berlin SW. 11, Hallesches Ufer 26 IV, jetzt Wietzendorf bei St. Pölten, Nieder-Österr.

Herr Dr. W. Kunze, Bremen, Contrescarpe 190, jetzt Bremen, Schwachhauser Heerstraße 112.

Herr Paul Martini, Hamburg, Rathausmarkt 8, jetzt Leiter der Mikroskopischen Abteilung der Firma F. Lautenschläger, Berlin N. 39, Chausseestraße 92.

Herr Dr. Jos. Merzkirch, Marburg, Am Plan 4, jetzt Cröv (Mosel).

Herr Dr.-Ing. G. Mühlschlegel, Mannheim, Seckenheimerlandstraße 1, jetzt Mannheim, M. 3, 7.

Herr Dr. Günther Neumann, Berlin-Halensee, Lützenstraße 3, jetzt Eisennach, Kaiser Wilhelmstraße 5 a.

Herr Geheimrat Dr.-Ing. Seidl, Berlin, Viktoriastraße 34, jetzt Berlin W. 10, Hildebrandsche Privatstraße 21.

Herr Professor Dr. W. Tschulanowsky, Berlin, Kleiststraße 23, jetzt Petrograd WO., Universitetskaja Nab, Physikalisches Institut der Universität, Wohnung 18.

Herr Dr. G. Veenekamp, Minden i. Westf., Marienstraße 69, jetzt Berlin-Lankwitz, Bruchwitzstraße 16.

Herr Dr. Karl Wolff, München, Enhuberstraße 4, jetzt München, Richard Wagnerstraße 27.

Berichtigung.

Im Aufsatz von F. Herath über „Meteorologie und Wellentelegraphie" in Nr. 3 ist auf S. 121, linke Texthälfte, Zeile 13 von unten zu lesen „starker Konvektion" statt „geringer Konvektion".

Austritte zum 31. Dezember 1923.

Herr Dr. E. Bronnert, Teltow-Seehof.

Herr A. Müller, Essen, Kaupenstraße 56.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Hamburg.

Infolge Erkrankung hat Herr Dr. Hans Schimank, der Gründer der Ortsgruppe Hamburg, sich genötigt gesehen, seine Tätigkeit im Vorstand als erster Schriftführer bis auf weiteres niederzulegen. Da auch der zweite Schriftführer, Herr Dr. Schaefer, schwer erkrankt ist, geht der Schriftwechsel mit der Ortsgruppe Hamburg an den ersten Vorsitzenden Herrn Professor Weisshaar, mit Ausnahme von Zahlungsangelegenheiten, die Herr Schatzmeister Dr. Wasmus erledigt. Zweiter Vorsitzender ist Herr Professor Moeller.

Die Ortsgruppe hielt am 19. Januar 1923 eine gemeinsame Sitzung mit dem Elektrotechnischen Verein ab, in welcher Herr Dr. Schimank einen Vortrag über „Neuere Anschauungen über das Wesen der metallischen Leitung" hielt. H. Schimank.

Ortsgruppe Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim.

Zahlungen erbeten an Ingenieur A. Schwenk, Mannheim, Postscheckkonto Nr. 25002, Postscheckamt Karlsruhe i. B.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



Zeitschrift für technische Physik

1923 | Vierter Jahrgang | Nr. 5

INHALT:

Carl Paul Goerz †.

Im Alter von 68 Jahren, am 14. Januar ds. Js. verschied in seinem Heim Kommerzienrat Dr.-Ing. e. h. Carl Paul Goerz, der Begründer der seinen Namen in alle Welt tragenden optischen Werke, deren geistiger Leiter er auch bis zuletzt geblieben ist; lange befürchtet und doch überraschend, da seine bewunderswerte Energie so mancher Krankheit Herr zu werden vermocht hatte. Noch bis in die letzten Tage blieb er in ständiger Verbindung mit dem Werk, und es war nicht leicht, ihn zu überzeugen, daß er sich Schonung auferlegen müsse.

Schwer genug mag Goerz die Erkenntnis der Abnahme seiner Kräfte geworden sein, äußerte er doch noch in den letzten Wochen, daß er noch so vieles zu tun vor sich habe. Und doch hatte er das seltene Glück, auf ein harmonisches Leben voll der reichsten Erfolge zurückblicken zu können und sowohl sein Lebenswerk wie seine Familienverhältnisse an einem gewissen Abschluß zu sehen.

Eine besondere Gabe war sein untrügliches kaufmännisches und technisches Gefühl, das den guten Kern einer Sache sicher erkannte. So ist es wohl kein Zufall gewesen, daß er sich schon in jungen Jahren der Optik zuwandte und frühzeitig auf diesem Gebiet selbständig machte. Zu schildern, wie er dann mit eigner Kraft sein Werk aus kleinem Anfang emporbrachte, welches die Marksteine an seinem Weg waren, vom Doppelanastigmat bis zum Rundblickfernrohr, würde hier zu weit führen; alles dies ist in der 1911 gelegentlich des 25 jährigen Bestehens erschienenen Festschrift ausführlich dargestellt worden. Damals schien ein gewisser Höhepunkt erreicht: im In- und Ausland bestanden bereits Tochtergesellschaften, und die Grenzen der ursprünglichen Arbeitsgebiete, Photooptik und Handfernrohre, waren längst überschritten; vielmehr lag jetzt der Schwerpunkt der Fabrikation auf dem großen mit den Umwälzungen in der Waffentechnik neu entstandenen Spezialgebiet der vielartigen optischen Instrumente für Heeresbedarf, welche $^3/_4$ des gesamten Umsatzes ausmachten. Es zeugt von dem weitschauenden Blick des Verstorbenen, daß er die glanzvolle, aber einseitige Entwicklung in dieser bevorzugten Richtung nur ungern sah und immer wieder betonte, daß das Rückgrat seines Werkes das Zivilgeschäft sein müsse. So waren schon damals meteorologische Instrumente und Polarimeter aufgenommen und vieles andere in Vorbereitung. Zunächst machte aber der Ausbruch des Krieges diesen Zukunftsplänen ein Ende, und es galt das gesamte Werk nicht nur gänzlich auf Heeresgerät umzustellen, sondern auch trotz aller Schwierigkeiten die Produktion zu vervielfachen, so daß zu Ende des Krieges allein der Umfang der Optischen Anstalt auf das vierfache angewachsen war. Am größten aber zeigte sich Goerz, als nach dem furchtbaren Friedensdiktat, das die Herstellung jeglichen Militärbedarfs völlig unterband, die gesamten Werke abermals umgestellt werden mußten, diesmal aber weit über den früheren Stand hinaus ausschließlich auf Zivilartikel.

Es ist bewunderungswürdig, daß Goerz in diesen wechselvollen Zeiten niemals die Ruhe verlor, oder sich auch nur eine Erregung anmerken ließ. Diese unerschütterliche Sicherheit wurzelte wohl in der ihm eigenen Gründlichkeit des Denkens und Überlegens. Schnelle Entschlüsse zu fassen, liebte er nicht, und jede Sache wurde wieder und immer wieder von den verschiedensten Gesichtspunkten besprochen; oft reizte es ihn, durch gegenteilige Behauptungen den Widerspruch seiner Berater herauszufordern, um alle möglichen Meinungsäußerungen hervorzulocken, und mit seltener Objektivität folgte er jedem Gedanken. War aber einmal ein Entschluß gefaßt, dann ruhte seine zähe Energie nicht eher, bis er auch durchgeführt und der Erfolg gesichert war; anfängliche Mißerfolge vermochten ihn nicht zu schrecken.

Obwohl als Kaufmann ausgebildet, war Goerz der geborene Techniker. Nicht nur, daß er stets ein überaus sicheres Gefühl für den Wert einer Neuerung bewies, auch die Freude am Mitkonstruieren verblieb ihm bis zu seinem Lebensende, und bis zuletzt setzte er seine Rundgänge durch Betrieb und technische Büros fort, überall fruchtbare Anregungen gebend.

Seine Bedeutung für die optische und feinmechanische Industrie beruht vor allem darin, daß er von Anfang an den Standpunkt vertrat und seine Durchführbarkeit in seinen Betrieben bewies, daß Massenfertigung und Qualitätsarbeit einander nicht ausschließen, vielmehr unter gewissen Voraussetzungen im Großbetrieb Güte wie Gleichmäßigkeit des Fabrikats der handwerksmäßigen Fertigung gegenüber gesteigert werden können. Glänzende Beispiele hierfür boten gleich zu Anfang die aus seinen Werkstätten hervorgegangenen photographischen Objektive, wie auch später die photographischen Apparate und vor allem die militärisch-optischen Instrumente, die, wie besonders das klassische Beispiel des Rundblickfernrohrs zeigt, überhaupt nur im maschinell aufs beste eingerichteten Großbetrieb brauchbar herzustellen sind.

Daß Erfolge in seinem Fache nur durch weitgehende Ausnutzung der Ergebnisse der Wissenschaft zu erzielen seien, war ihm eine Selbstverständlichkeit. Bezeichnend ist in dieser Beziehung, daß er 1888 vor Aufnahme der Herstellung photographischer Objektive vorerst einen Wissenschaftler engagierte; in gleicher Weise begann er später in einer besonderen Tochtergesellschaft die Filmfabrikation. So ist es natürlich, daß Goerz auch sonst gar oft sein Interesse für die Wissenschaft bezeugte; am bekanntesten in der Öffentlichkeit wurde die Ausrüstung verschiedener Forschungsreisen, zum Teil mit Spezialapparaten, wie der von Schillings, Berger, Frobenius. Die reichste Unterstützung jedoch gewährte er der 1914 unter Leitung von Miethe gemeinsam von der Sternwarte der Technischen Hochschule Berlin und der Optischen Anstalt Goerz unternommenen Expedition nach Nordnorwegen zur Beobachtung der totalen Sonnenfinsternis, für die eine ganze Anzahl großer und neuartiger Instrumente besonders gebaut wurde.

Überblickt man das Lebenswerk des Verstorbenen, so erkennt man, daß er sich nicht damit begnügte, daß betretene Gebiet auszubauen und zu erweitern, sondern es auch, wohl eine Folge der ihm eigenen vorausschauenden Gründlichkeit, nach allen Seiten zu sichern. Diesem Bestreben entsprang die Begründung der Goerz Photochemischen Werke G. m. b. H. und der Eintritt in die an die Arbeiten Fraunhofers anknüpfenden, von R. Steinheil ins Leben gerufenen Sendlinger Optischen Glaswerke G. m. b. H., durch deren großzügige, mit der Verlegung nach Zehlendorf verbundene Erweiterung er nicht nur seine eigenen Werke für alle Zukunft unabhängig machte, sondern auch der Gesamtheit der deutschen optischen Industrie ein zweites leistungsfähiges Glaswerk sicherstellte.

Wie alle wahrhaft Großen, hatte Goerz nicht das mindeste vom Gewaltmenschen an sich; seine Taten vollzogen sich wie selbstverständlich vermöge des Zaubers seiner Persönlichkeit, der seine hervorragenden Geistesgaben begleitete. Ein Blick in seine hellen blauen Augen offenbarte sofort seinen Charakter: Lauterkeit, Treue, Adel der Gesinnung und Güte. Für seine Angestellten und Arbeiter hatte er stets ein warmes Herz; wiederholt machte er große Stiftungen, führte bereits 1894 die achtstündige Arbeitszeit in seinen Betrieben ein und gewährte drei Jahre später seinen Arbeitern einen jährlichen Urlaub von acht Tagen bei voller Lohnzahlung.

So steht Goerz vor uns, als eine der markigsten und sympathischsten Persönlichkeiten des deutschen Wirtschaftslebens, ein unvergeßliches Vorbild für jeden, der mit ihm in Berührung gekommen ist. Möge uns ein gütiges Geschick auch fürder solche Männer bescheeren, die von Natur berufen sind, unser Vaterland wieder zur Höhe emporzuführen! F. Weidert.

Die Spektren des Wasserstoffs und die neuere Atomtheorie.

Von E. Gehrcke.

Vorgetragen in der Gesellschaft für technische Physik zu Berlin im November 1922.

Unter den Spektren des Wasserstoffs ist die sogenannte Balmerserie am längsten bekannt. Astrophysikalische Objekte zeigen diese Serie ziemlich rein; Fig. 1 stellt beispielsweise das

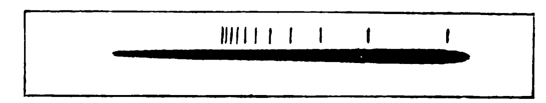


Fig. 1. α-Orionis.

Spektrum des Fixsterns α-Orionis (nach Guthnick) dar; man erkennt hier die Balmerserie in Absorption. Im Laboratorium hat man die Balmerserie erst, seitdem Spektra positiver Entladungsstrahlen bekannt sind, in großer Reinheit erzeugen können; Fig. 2 gibt davon ein Beispiel (in Emis-

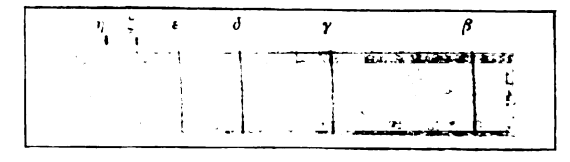


Fig. 2. Kanalstrahlen in H, senkrecht zur Blickrichtung.

sion) (nach Stark). Der bloße Anblick dieser Linienfolge legt es nahe, anzunehmen, daß hier eine regelmäßige Erscheinung, die sich in eine einfache Formel kleiden läßt, vorliegt. Zuerst ist



es dem Schweizer Lehrer Balmer gelungen, eine solche Formel aufzustellen, welche die Wellenlänge λ als Funktion einer Variablen n darstellt, nämlich

$$\lambda = \text{const.} \frac{n^2}{n^2 - 4} \cdot \qquad (1)$$

Wesentlich ist hierbei, daß n eine ganze Zahl, nämlich eine der Zahlen 3, 4, 5, 6 . . . ist. Diese Entdeckung Balmers, daß die einzelnen Wellenlängen der Wasserstofflinien in der angegebenen Weise als Funktion einer ganzen Zahl analytisch auszudrücken sind, bildet eine der merkwürdigsten Feststellungen der neueren Physik. Sie ist die Grundlage der neueren Spektroskopie und der Auffassungen vom Atom geworden.

Man schreibt heute meistens die Balmersche Formel etwas anders als in Form von (1), indem man statt der Größe λ das Reziproke hiervon, also die Schwingungszahl dividiert durch die Lichtgeschwindigkeit, einführt. Nennt man diese Größe ν, so nimmt die Balmersche Formel die Gestalt an:

$$\nu = R \cdot \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right], \qquad (2)$$

wo wieder n die obige ganze Zahl, die „Laufzahl", bedeutet. R ist eine Konstante, die „Rydbergsche Konstante", die den Wert 109679,22 hat (ν gemessen in cm^{-1}).

Nach den neuesten Messungen von Curtis[1]) ist nur eine geringfügige Korrektion an dieser Formel anzubringen, um sie mit den sehr genauen Wellenlängenbestimmungen in Einklang zu bringen; man hätte nach Curtis zu schreiben:

$$\nu = R\left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(n + n')^2}\right], \qquad (3)$$

wo $n' = 0{,}0000069$. Also die ursprüngliche Funktion, die Balmer aufstellte, ist sicher als eine sehr weitgehende Näherungsformel anzusehen, und wenn es sich hier nicht um ein Gebiet handelte, wo die Meßgenauigkeit dank der hochentwickelten optischen Technik sehr weit getrieben ist, so würde man von einer vollkommenen Übereinstimmung zwischen mathematischer Formel und physikalischer Messung sprechen wollen.

Die Frage nach der Erklärung der Balmerschen Serie wird zunächst dahin zu beantworten sein, von welcher Art von Trägern diese Serie ausgesandt wird. Das Wasserstoffgas ist in der Chemie bekannt als Wasserstoffmolekel H_2 und als dissoziierte Molekel H, ferner kommen in der Elektrolyse positiv geladene H-Atome (H^+) vor, die auch in Versuchen mit positiven Entladungsstrahlen in Wasserstoff gefunden sind. Da in diesen Strahlen außerdem H_2^+-Ionen und H_2^--Ionen auftreten, und da auch instabile Molekelbildung, etwa H_3 und H_4 in Frage kommt, so hat man zunächst eine große Auswahl von möglichen Trägern für die Balmerserie. Aus verschiedenen Gründen, die hier alle zu erörtern zu weit führen würde, nimmt man heute an, daß als Träger der Balmerserie allein das neutrale, einzelne H-Atom anzusehen ist. Es sei hier nur folgendes bemerkt: das H^+-Ion kommt offenbar nicht in Frage, da es als einzelner, positiver Wasserstoffatomrest kein Elektren besitzt, von dem das Leuchten ausgehen könnte; das H^--Ion kommt, als bisher nirgends beobachtet, ebenfalls kaum in Frage; schwerere Teilchen als H-Atome, etwa H_2 oder noch schwerere, sind unwahrscheinlich, weil die Balmerlinien bei Erzeugung in Wasserstoff von Zimmertemperatur eine Breite haben, die sich durch einzelne H-Atome erklärt, während H_2-Teilchen oder noch schwerere Molekeln schärfere Balmerlinien ergeben müßten, als beobachtet sind.[1]) So werden wir also annehmen, daß die Träger der Balmerserie einzelne, dissoziierte, elektrisch neutrale H-Atome sind.

Die weitere Frage nach dem Vorgang, der auf dem einzelnen H-Atom das Entstehen der Balmerserie bedingt, führt zu der Vorstellung Lenards über den Bau des Atoms. Lenard[2]) schloß aus Absorptionsversuchen mit Kathodenstrahlen, daß das Innere eines gaskinetischen Atoms, welches einen kleinen Raum vom Durchmesser etwa einer Ångström-Einheit (10^{-8} cm) einnimmt, nicht mit Masse kontinuierlich erfüllt, sondern der Hauptsache nach leer sei. Weiter nahm Lenard an, daß die mit Masse erfüllten Zentren im Atom elektrische Ladung tragen und also Ausgangspunkte von elektrischen Kraftlinien sind. Diese Anschauung hat später auch Rutherford[3]) auf Grund seiner Absorptionsversuche mit α-Strahlen sich zu eigen gemacht. Nach Lenard und Rutherford ist das positiv geladene Massenzentrum des Atoms, auch genannt der „positive Kern", noch viel kleiner als ein Elektron. Hat letzteres einen Durchmesser von $^1/_{50000}$ Ångströmeinheiten ($2 \cdot 10^{-13}$ cm), so ist für den positiven Wasserstoffkern noch etwa der 2000. Teil hiervon, also 10^{-16} cm anzusehen. Man sieht, daß die Wellenlängen der Balmerserie, welche nach Tausenden von Ångströmeinheiten zählen, von einem Generator auf dem Wasserstoffatom herkommen, dessen Ausdehnung nur ein kleiner Bruchteil der Länge der ausgestrahlten Wellen ist. Ähnliches pflegt auch mit den technischen Sendestationen der drahtlosen Telegraphie der Fall zu

[1]) Curtis, Proc. Roy. Soc. (A), **90**. (1914), S. 605.

[1]) Gehrcke u. Lau, Ann. d. Phys. **65** (1921), S. 564; **67** (1922), S. 388.

[2]) Lenard, Ann. d. Phys. **12** (1903), S. 714.

[3]) Rutherford, Phil. Mag. **21** (1911), S. 669; **27** (1914), S. 494.

sein. Aber es erhebt sich nun die Frage: Wie sieht der Atomgenerator aus, von dem die Lichtwellen der Balmerserie herkommen?

Das Wasserstoffatom wird nach dem obigen als ein Gebilde, bestehend aus einem einzigen Elektron und einem einzigen positiven Kern[1]), anzusehen sein, wie dies Fig. 3 andeutet. Von diesem Gebilde soll man also die unendlich lange Reihe von Schwingungen, die die Balmersche Serie enthält, ableiten. Es ist einleuchtend, daß als einzige geometrische Variable, die dieses Atommodell besitzt, sich zunächst der Abstand r zwischen Elektron und Kern darbietet. Bohr[2]) hat den Gedanken entwickelt, die Drehbewegungen

Fig. 3.

des in Fig. 3 dargestellten Gebildes für die Ableitung der Balmerserie heranzuziehen. In etwas verkürzter und verallgemeinerter Form kann man den von Bohr beschrittenen Weg etwa folgendermaßen skizzieren:

Die Rotationsenergie W unseres H-Atoms ist

$$W = \frac{J}{2}\omega^2 = \frac{(J\omega)^2}{2J}, \tag{4}$$

wo J das Trägheitsmoment, ω die Winkelgeschwindigkeit der Drehbewegung um den Schwerpunkt bedeutet. Diese Rotationsenergie sah Bohr als maßgebend für die Schwingungen an. Hiermit wird die Frage nach dem Mechanismus unseres Atomgenerators ersetzt durch die Frage nach der Energiebilanz. Man wird nicht erwarten können, daß die weitere Verfolgung dieses Gedankens uns das Rätsel des Leuchtmechanismus löst; Energiebetrachtungen führen stets nur zu einer mehr äußerlichen, wennschon sehr allgemeinen Betrachtung über die Vorgänge, die man untersuchen will. So auch hier. Um nun zu den ganzen Zahlen der Balmerserie zu kommen, müssen über die unendlich vielen, denkmöglichen Rotationen beschränkende Annahmen eingeführt werden. Wir tun dies — wie sich zeigen wird, durch den Erfolg gestützt —, indem wir das Impulsmoment $J\omega$ gleich einem ganzzahligen Vielfachen einer Konstanten setzen:

$$J\omega = n \cdot \frac{h}{2\pi}, \tag{5}$$

wo n eine ganze Zahl, h die aus der Wärmestrahlung eines schwarzen Körpers bekannte Konstante in der Wien-Planckschen Spektralgleichung.[1]) Nunmehr wird die Energie W nicht mehr jeden beliebigen Wert haben können, sondern gemäß (4) und (5) nur noch die Werte:

$$W = n^2 \cdot \frac{h^2}{8\pi^2 J}. \tag{6}$$

Wenn also das Atom aus einem Rotationszustand, entsprechend einem Wert n_1 der ganzen Zahl in einen anderen, entsprechend einem Wert n_2, übergeht, so wird damit die Energiedifferenz

$$W_1 - W_2 = n_1^2 \frac{h^2}{8\pi^2 J_1} - n_2^2 \frac{h^2}{8\pi^2 J_2} \tag{7}$$

für anderweitige Vorgänge, z. B. für Lichtschwingungen, verfügbar, und wir setzen diesen Energiebetrag auf Grund der an photoelektrischen Elektronen, Sekundärelektronen, Röntgenstrahlen und β-Strahlen gemachten Erfahrungen $= h\nu$, wo ν die Schwingungszahl der Schwingungen bedeutet. Wir wollen nun bezüglich der Werte des Trägheitsmomentes zwei physikalische Hauptfälle unterscheiden:

Erster Fall: $J_1 = J_2 = I =$ konst. Ein mechanisches Beispiel hierfür ist z. B. ein um seine Hauptträgheitsachse rotierender starrer Körper. In diesem Falle folgt aus (7):

$$W_1 - W_2 = \frac{h^2}{8\pi^2 I} \cdot (n_1^2 - n_2^2) = h\nu. \tag{8}$$

Hiermit haben wir eine Serienformel, wie sie bei Bandenspektren eine Rolle spielt und von Deslandres aufgestellt wurde.

Zweiter Fall: I ist keine Konstante, sondern eine Funktion von n, also auch von der Rotation. Ein mechanisches Beispiel hierfür sind z. B. zwei durch einen Gummifaden miteinander verbundene Massenpunkte; diese haben bei geringen Rotationsgeschwindigkeiten um den Schwerpunkt nur ein

[1]) Diese Einfachheit des Wasserstoffkernes enthebt uns der Nötigung, zwischen den spezielleren Auffassungen von Lenard und Rutherford hier zu wählen. Nach Lenard sind in einem beliebigen Atom die positiv geladenen Zentren im Atom verteilt, nach Rutherford sind sie alle im Mittelpunkt zusammengepackt. Man kann sich also kurz so ausdrücken, daß das Lenardsche Atommodell mit einem Apfel, der viele Kerne hat, vergleichbar ist, das Rutherfordsche Atommodell mit einer Pflaume, die nur einen Kern hat.

[2]) Bohr, Phil. Mag. **26** (1913), S. 1.

[1]) Statt obiger sehr einfacher, aber formaler Annahme über das Impulsmoment kann man auch die Annahme einführen, daß der den positiven Kern umgebende Äther an den Radien der Größe $n^2 \cdot r_0$ Unstetigkeitsstellen seiner Dichte („Sprünge") hat. Aus einer derartigen Annahme, die eine kausale, physikalische Erklärung zu sein strebt, ist die Balmerserie ohne weiteres ableitbar. Setzt man $r_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 \mu e^2}$, wie aus der Annahme von Gleichheit der zentrifugalen Fliehkraft mit der elektrostatischen Anziehung des Kerns folgt, so bleiben alle Formeln der Bohrschen Theorie erhalten, ohne daß man es nötig hätte, den Widerspruch der Quantentheorie mit den Gesetzen der Mechanik und Elektrodynamik mitzumachen.

kleines Trägheitsmoment, bei größeren Rotationsgeschwindigkeiten aber wird der Gummifaden durch die Fliehkräfte gedehnt, der Abstand der Massen wird größer und damit wächst auch das Trägheitsmoment an. Ein solches Beispiel ist auch unser Wasserstoffatom: der eine Massenpunkt ist der positive Kern, der andere das Elektron, an Stelle des Gummifadens haben wir die elektrische Anziehung zwischen beiden. Wegen der Kleinheit der Masse des Elektrons im Vergleich zu der im positiven Kern steckenden Masse fällt der Schwerpunkt des Atoms in den positiven Kern,[1]) so daß die Rotation dieses Systems einfach darin besteht, daß das Elektron auf einer Kreisbahn um den positiven Kern herumläuft. Das Trägheitsmoment wird jetzt, sofern μ die Masse des Elektrons im Abstand r vom Kern:

$$J = \mu \cdot r^2. \qquad (9)$$

Da $\omega = \frac{2\pi}{T}$, falls T die Umlaufszeit des Elektrons, und da wegen der Gleichheit von Fliehkraft und elektrischer Anziehung

$$\frac{v^2}{r} = \frac{e^2}{\mu r^2} = \frac{4\pi^2 r^2}{T^2 r},$$

also

$$\frac{2\pi}{T} = \frac{e}{r^{3/2} \cdot \mu^{1/2}},$$

so folgt unter Berücksichtigung von Gl. (5)

$$J\omega = \mu r^2 \cdot \frac{e}{r^{3/2} \cdot \mu^{1/2}} = n \cdot \frac{h}{2\pi}, \qquad (10)$$

also

$$r = n^2 \cdot \frac{h^2}{4\pi^2 \mu e^2}.$$

Somit wird wegen (9):

$$J = n^4 \cdot \frac{h^4}{16\pi^4 \mu e^4} \qquad (11)$$

und gemäß Gl. (6) die Energie:

$$W = \frac{1}{n^2} \cdot \frac{2\pi^2 \mu e^4}{h^2}, \qquad (12)$$

so daß entsprechend Gl. (8) folgt:

$$W_1 - W_2 = \frac{2\pi^2 \mu e^4}{h^2} \cdot \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right] = h\nu. \qquad (13)$$

Diese Gleichung ist nun von der Art der Balmerschen Serie und gibt die ganze Serie mit dem Zahlenwert $n_1 = 2$ wieder; es stimmt auch der Zahlenwert der Konstanten vor der Klammer, der sich aus den bekannten Zahlen für μ, e und h ausrechnen läßt, innerhalb der Meßgenauigkeit mit der Rydbergschen Konstante überein. Das letztere Ergebnis ist besonders geeignet, das Vertrauen zu dieser Theorie zu stärken.

Nun ist aber etwas Besonderes zu berücksichtigen. Die Balmerserie besteht nämlich tatsächlich nicht im Sinne obiger Theorie aus einfachen Linien, sondern aus sehr engen Doppellinien. Beispielsweise ist in Fig. 4 die

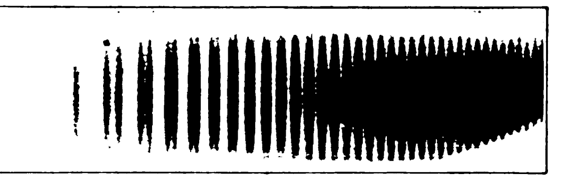


Fig. 4.

rote Linie H_α, aufgenommen mit Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke, wiedergegeben. Die Messung ergibt für den Abstand dieser Doppellinien

$$\Delta\nu = 8{,}8 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}.$$

Denselben Wert erhält man auch für die Doppellinien H_β, H_γ, H_δ. Man hat diese Feinstruktur der Balmerserie zu erklären gesucht. Sommerfeld berechnete aus seiner Theorie den Wert $\Delta\nu = 10{,}95 \cdot 10^9$, also einen zu großen Wert. Da die Versuche auch nicht die weiteren Einzelheiten der Sommerfeldschen Feinstruktur der einzelnen Balmerlinien bestätigen, und da ferner auf Grund der Versuche Oldenbergs[1]) der Zeemaneffekt der Linie H_α gewisse, der Theorie entgegengesetzte Einzelheiten aufweist, so werden wir hier auf die Sommerfeldsche Theorie nicht weiter einzugehen brauchen. Kurz erwähnt sei nur noch eine weitere, bisher unverstandene Eigentümlichkeit der Balmerlinien: die beiden Komponenten, besonders stark diejenigen von H_α, ändern[2]) ihr Intensitätsverhältnis mit dem Druck und den Entladungsbedingungen. — Nach alledem wird man sagen müssen, daß noch nicht alle Einzelheiten der Balmerserie theoretisch aufgehellt sind, es besteht aber die bemerkenswerte Tatsache, daß mit einer recht weitgehenden Annäherung die Serie sich aus theoretischen Betrachtungen der Energiebilanz des Lenard-Rutherfordschen Atommodells herleiten und sich mit anderen physikalischen Konstanten in Verbindung bringen läßt.

Ein besonders wichtiges Ergebnis der hier dargelegten Auffassung der Balmerlinien ist auch die Tatsache, daß zwei andere Wasserstoffserien, die im

---

[1]) Oder doch sehr nahe an denselben, sofern das Elektron als Kugel gedacht wird. Falls das Elektron ein den positiven Kern umgebender Ring ist — eine Annahme, die die Hauptschwierigkeit des Bohrschen Modells, die Strahlungslosigkeit während der Rotation, beseitigt —, würde der positive Kern als auf der Senkrechten zur Ringebene liegend anzunehmen sein.

[1]) Oldenberg, Ann. d. Phys. **67** (1922), S. 253.

[2]) Gehrcke und Lau, Phys. Zeitschr. **22** (1921), S. 556.

Ultravioletten liegende Lyman-Serie und die im Ultraroten liegende Bergmann-Serie, sich ebenfalls in der Form der Gl. (13) wiedergeben lassen: die erste mit dem Zahlenwert $n_1 = 1$, die zweite mit dem Wert $n_1 = 3$. So dürfte also die Gl. (13) sämtliche möglichen Wasserstoffserien des H-Atoms, auch weitere, experimentell noch nicht gefundene, ultrarote Serien mit den Zahlen $n_1 = 4, 5, 6 \ldots$ zusammenfassend und mit weitgehender Annäherung wiedergeben.

Der Wasserstoff besitzt nun noch ein zweites, längst bekanntes und sehr charakteristisches Spektrum: das sogenannte Viellinienspektrum. Fig. 5 (nach Stark) zeigt dieses Spektrum mit demselben Apparat, wie er in Fig. 2 zur Anwendung gelangte. Man sieht, daß hier eine viel weniger einfache Erscheinung vorliegt als bei der Balmerserie, von einer Gesetzmäßigkeit ist vorläufig nichts zu bemerken.

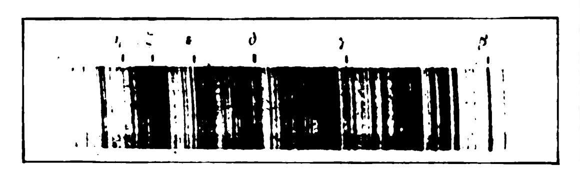


Fig. 5. Spektrum der negativen Glimmschicht in H.

Zunächst ist hier wieder die Trägerfrage des Spektrums zu erörtern. In hochauflösenden Spektroskopen, wie Interferenzspektroskopen und Gittern, wo die Balmerlinien sich als Doppellinien zu erkennen geben, sind sämtliche Linien des Viellinienspektrums einfach. Ferner sind alle Linien dieses Spektrums schärfer als die einzelnen Komponenten der Balmerlinien. Die Breitemessungen lassen bisher als Träger in Frage kommen: für einzelne, zu einer bandenartigen Gruppe gehörende Linien H_2 oder H_3, für andere Linien möglicherweise noch schwerere Molekeln, wie H_4. Einzelne H-Atome als Träger scheinen hier nicht in Frage zu kommen.

Das Viellinienspektrum pflegt in Verbindung mit den Balmerlinien in Entladungsröhren aufzutreten. Wenn man aber die Spuren von Feuchtigkeit, die in jeder Röhre vorhanden sind, nach Möglichkeit fortschafft (Wood[1]), oder ein innen versilbertes Entladungsrohr anwendet (Gehrcke u. Lau[2]), so tritt die Balmerserie an Intensität sehr zurück und es gewinnt das Viellinienspektrum an Lichtstärke. Auch dieses Verhalten deutet darauf hin, daß die Träger der Balmerlinien andere sind als die Träger des Viellinienspektrums.

[1]) Wood, Proc Roy. Soc. London (A) **97** (1920), S. 455.

[2]) Gehrcke und Lau, Sitzungsber. d. Preuß. Akademie (1922), S. 453; hier wird auch eine mit großem Gitter aufgenommene, genaue Wiedergabe des Viellinienspektrums mitgeteilt.

An Einzelheiten im Viellinienspektrum sind zu erwähnen zwei bandenartige Gruppen von Linien im Rot und Grün, die Fulcher[1]) gefunden hat, und ferner symmetrische Gruppen, die an Linienaufspaltungen im elektrischen oder magnetischen Felde (Stark- und Zeeman-Effekt) erinnern (vgl. Fig. 6). Diese Gruppen treten besonders deutlich auf, wenn man durch Beimischung von Helium (Merton[2]) oder durch Einschaltung einer Funken-

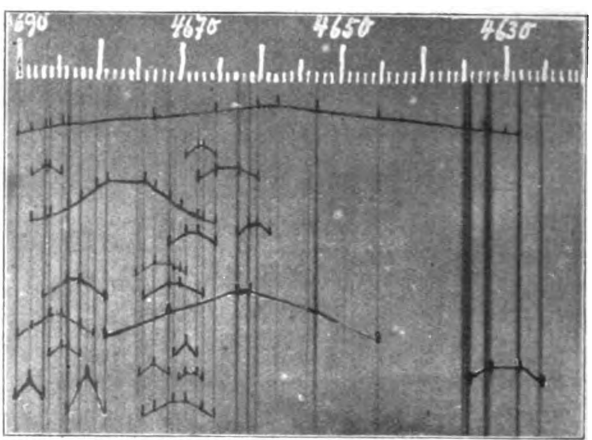


Fig. 6.

strecke (Gehrcke und Lau[3]) nur Teile des Viellinienspektrums zur Entwicklung bringt. Es ist dieses Verhalten des Viellinienspektrums, sich teilweise unterdrücken zu lassen, eine besonders bemerkenswerte Erscheinung, die sich am ehesten durch die Auffassung zu erklären scheint, daß hier nicht ein Spektrum eines einzelnen Trägers, sondern mehrere Spektra mehrerer Träger vorliegen.

Von einer modellmäßigen Ableitung des Viellinienspektrums, wie im Falle der Balmerserie, ist man weit entfernt.

Bemerkt sei noch, daß das Viellinienspektrum in der Astrophysik unbekannt ist. Unter den vielen Himmelsobjekten, die die Balmerserie zeigen, ist kein einziges bekannt, welches das Viellinienspektrum aufwiese, das doch in den Entladungsröhren des Laboratoriums so häufig hervortritt. Andererseits ist bekannt, daß Beimischung von Sauerstoff oder auch Wasserdampf das Viellinienspektrum stark unterdrückt. Sonach dürfte anzunehmen sein, daß die Balmerlinien der Nebelflecke und Fixsterne nicht von reinem Wasserstoff, sondern von Gasgemischen, die freie H-Atome enthalten, ausgehen. In erster Linie kommt hierbei Sauerstoff und Wasserdampf in Frage, und wir gelangen so vielleicht zu der Ansicht,

[1]) Fulcher, Phys. Zeitschr. **13** (1912), S. 1140.

[2]) Merton, Proc. Roy. Soc. (A) **96** (1920), S. 382.

[3]) Gehrcke und Lau, Sitzungsber. d. Preuß. Akademie 1922.



daß die Nebelflecke Wolken aus Wasserdampf in sehr hoher Verdünnung sind. Damit wären wir dann auf die Lehre des altgriechischen Philosophen Thales zurückgekommen, der im Wasser den Urstoff erblickte, aus dem alles entstanden ist.

Zusatz bei der Korrektur. Zu obengenannten Spektren des Wasserstoffs ist nachzutragen, daß neuerdings eine zweite ultrarote Serie von F. S. Brackett gefunden wurde; vgl. Physikalische Berichte 1923, S. 307. — Bezüglich der Feinstrukturtheorie ist noch zu bemerken, daß neuere Messungen von Leo [Zeitschr. für Instrumentenkunde **43** (1923), S. 66] auch für Helium Abweichungen von der Theorie Sommerfelds ergaben; der gemessene Wert der Feinstrukturkonstante, obwohl mit einem ganz anderen Apparat als die früheren Messungen gewonnen, ist wie bei Wasserstoff um 20% kleiner als er nach der Theorie sein müßte.

Zusammenfassung.

Die Spektra des Wasserstoffs werden im Zusammenhang mit der Lenard-Rutherford-Bohrschen Auffassung des Atombaues erörtert; es wird dargelegt, daß diese Auffassung lediglich eine Energiebilanz des Wasserstoffatoms liefert, während für ein kausales Begreifen des Mechanismus des Leuchtens nur Andeutungen an Hand einer Ätherhypothese gegeben werden können.

(Eingegangen am 28. Dezember 1922.)

Röntgenographische Untersuchungen an bearbeiteten Metallen.

Von M. Polanyi und K. Weissenberg.

Das Kristallgefüge in Metallen kann nach zwei Richtungen hin studiert werden; die eine ist auf die Bestimmung des Einzelkornes nach Größe und Raumgitter gerichtet, die andere zielt auf die Bestimmung der relativen Orientierung der Kristallite in bezug auf bestimmte äußere Parameter des Aggregats (wie z. B. Drahtachse, Walzrichtung) usw hin.

Wir haben hauptsächlich in der letztgenannten Richtung gearbeitet, weil wir in ihr einen Weg sahen, die Festigkeits- und Elastizitätseigenschaften der Metalle insbesondere ihre Plastizität von einem neuen Gesichtspunkt aus zu erforschen.

Die Röntgendiagramme, welche verschiedene Forscher von bearbeiteten und angelassenen Metallen, Werk- und Gußstücken aller Art, Elektrolytfolien usw. veröffentlicht haben[1]), ließen sich dahin deuten[1]), daß jede mechanische und jede thermische Bearbeitung der Metalle die Kristallite in eine bestimmte Anordnung einrenkt, also ihre Gitter in bestimmter Weise zueinander orientiert. Man kann demnach erwarten, daß eine quantitative Bestimmung der erzielten Kristallitanordnung zu einer Kennzeichnung der Rekristallisation und des Deformationsvorganges bei der Bearbeitung (Walzen, Kaltrecken, Hämmern, Dehnen) führt; durch Versuche an großen Metallkristallen (Zink) konnte direkt nachgewiesen werden, daß plastische Dehnung durch Umorientierung des Gitters in bezug auf die Dehnungsrichtung zustande kommt. Berücksichtigt man nun, daß durch mechanisch-thermische Bearbeitungen die Elastizitäts- und Festigkeitseigenschaften der Metalle wesentlich verbessert werden können, so wird man auch die resultierende Kristallitanordnung mit der erzielten Verfestigung in Zusammenhang bringen wollen. Für einen solchen Zusammenhang sprechen auch Erfahrungen, welche man beim Vergleich von Kunstfasern und natürlich gewachsener Fasern, deren besonders günstige Festigkeits- und Elastizitätseigenschaften bekannt sind, gemacht hat; man fand hier stets eine axiale Anordnung der Mikrokristallite[2]), während in den Kunstfasern

[1]) W. Friedrich, Phys. Zeitschr. **14** (1913), S. 317. — E. Hupka, Phys. Zeitschr. **14** (1913), S. 623; vgl. auch Nature **91** (1913), S. 267. (Durchleucht. von Metallfolien in gewalztem u. angelassenem Zustand.) — H. B. Keene, Phys. Zeitschr. **14** (1913), S. 903; vgl. auch Nature **91** (1913), 607 und Phil. Mag. S. 712, Oktober 1913. (Durchleuchtung von Metallfolien und Erklärung der Röntgendiagramme.) — H. S. Allen, Nature **91** (1913), S. 268. — P. Knipping, Phys. Zeitschr. **14** (1913), S. 996. (Erläuterung der Röntgen-diagramme.) — G. G. Blake u. Owen, Nature **92** (1914), S. 686. — K. E. F. Schmidt, Phys. Zeitschr. **17** (1916), S. 554. (Durchleuchtung elektrolyt. abgeschiedener u. versch. bearbeiteter Metallfolien sowie gegossener Metallstücke.) — Nishikawa u. Asahara, Phys. Rev. **15** (1921), S. 38; vgl. auch Nishi Kawa and S. Ono, Proc. Tokiomath, Phys. Soc. Ser. 2, **7** (1913), S. 131. (Studien des Walzens und Anlassens an Röntgendiagrammen.) — F. Heinrich, Stahl u. Eisen **14** (1922), S. 1. u. 3; R. Glocker, (Röntgendiagramme von Metallknüppeln u. Blöcken. — Becker, Herzog, Jancke, Polanyi, Zeitschr. f. Phys. **4** (1921), S. 61. — Ettisch, Polanyi, Weissenberg, Zeitschr. f. Phys. **7** (1921), S. 181 (hartgezogene Drähte) und Zeitschr. f. phys. Chemie **99** (1921), S. 332 sowie E.T.Z. 1921 vgl. auch zusammenfassende Darstellung bei M. Polanyi, Die Naturwissenschaften **10** (1922), S. 411. — M. C. Burger, Physika **1** (1921), S. 214. Überprüfung und Bestätigung der Ergebnisse von Ettisch, Polanyi, Weissenberg l. c.

[1]) M. Polanyi, Die Naturwissenschaften **9** (1921). S. 288; M. Polanyi, Zeitschr. f. Phys. **7** (1921), S. 149, M. Polanyi u. K. Weissenberg, Zeitschr. f. Phys. **9** (1922), S. 123 und Zeitschr. f. Phys. **10** (1922), S. 44. Das Röntgen-Faserdiagramm. — K. Weissenberg, Ann. d. Phys. **69** (1922), S. 409.

[2]) Herzog-Jancke, Polanyi, Zeitschr. f. Phys. **3** (1920), S. 343. — Herzog u. Jancke, Zeitschr. f. Phys. **3** (1920), S 196 u. Ber. d. chem. Ges. **53** (1921), S. 2162. — M. Polanyi, Die Naturwissenschften **9** (1921), S. 288. — P. Scherrer in Zsigmondys Kolloidchemie 3. Aufl. (1920), S. 408. — Herzog u. Jancke, Festschrift d. Kaiser Wilhelm-Gesellschaft **8** (1921), S. 118. — K. Weissenberg, Zeitschr. f. Phys. **8** (1921), S. 20.

die Kristallite ungeordnet liegen und die Festigkeits- und Elastizitätseigenschaften minder günstig sind. Es ist daher anzunehmen, daß die Verfestigung von Werkstücken durch mechanisch-thermische Bearbeitung ihr Vorbild in der natürlichen Festigkeit faserförmiger Körper hat.

Begriffe und Methoden der Strukturanalyse.[1])

Es ist bekannt, daß das Metallkorn seinem inneren Aufbau nach als Kristall aufzufassen ist, auch wenn seine äußere Begrenzung keine Kristallflächen zeigt. Gemäß dem Raumgitterbau der Kristalle ist das Korn in allen Richtungen von Netzebenen-Parallelscharen durchsetzt. Kristallisiert z. B. das Metall im kubischen System, so gibt es drei zueinander senkrechte Scharen von Würfelebenen, vier Scharen Oktaederebenen, sechs Scharen von Rhombendodekaederebenen und senkrecht zu den genannten Ebenen liegen die Würfelkanten, Raumdiagonalen und Flächendiagonalen; die Winkel der Ebenen zueinander sind durch das Kristallsystem festgelegt.

Haben wir nun ein polykristallines Material vor uns, so kann es sein, daß die gegenseitige Orientierung der Gitter in den verschiedenen Körnern nur dem Gesetz des Zufalls unterworfen ist; es werden sich dann statistisch gleichförmig in allen Raumrichtungen Würfelkanten, Raumdiagonalen usw., also beliebige kristallographische Richtungen der verschiedenen Körner vorfinden; obwohl nun im Einzelkorn Anisotropie besteht, das heißt z. B. die Festigkeit des Korns bei Beanspruchungen || zur Würfelkante eine ganz andere ist als z. B. || zur Raumdiagonale, so wird das ganze Material im obigen Fall doch statistisch isotrop erscheinen, da in alle Raumrichtungen nur ein Mittelwert der untersuchten Eigenschaft, z. B. der Festigkeit, eingehen wird.

[1]) K. Weissenberg, Ann. d. Phys. **69** (1922), S. 409.

Denken wir uns aber, daß die Orientierung der Gitter nicht willkürlich, sondern etwa so ist, daß || zu einer bestimmten Richtung im Material nur die Würfelkanten der Gitter aller Körner liegen, so wird ein solches Material statistisch anisotrop sein und z. B. in dieser Richtung eine andere Festigkeit haben können als in beliebiger anderer Richtung.

Wir wollen auf dieses Beispiel näher eingehen, weil es einen einfachen Fall jener axialen Ordnung der Kristallite andeutet, welche wegen ihres Vorkommens in natürlich gewachsenen Faserstoffen „Faserstruktur" genannt wird und die wir bei hartgezogenen und gedehnten Metalldrähten wiedergefunden haben.

Offenbar ist die „Faserstruktur" nur ein Sonderfall statistischer Anisotropie und es ist zu erwarten, daß im allgemeinen verschiedene mechanische oder thermische Beanspruchungen auch zu verschiedenen Kristallitanordnungen und damit zu verschiedenen statistischen Anisotropien führen werden.

Überlegt man sich nun eine Systematik aller möglichen statistischen Anisotropien, so hat man ein ähnliches Problem wie in der Kristallographie beim Aufsuchen aller möglichen Kristallklassen zu lösen. Durch geometrische Überlegungen ließ sich nun nachweisen, daß Symmetrieelemente der Anisotropie (d. h. Spiegelebenen, und n-zählige Drehachsen) nur in wenigen bestimmten Kombinationen vorkommen können. Ordnet man nun jeder solchen Kombination von Symmetrieelementen eine Anisotropieklasse zu, so erhält man die nachfolgende Tabelle.

Tabelle der statistischen Anisotropieklassen.

Name der Klasse	Symmetrieelemente	Winkel zwischen den Symmetrieachsen
1. Pyramidenklasse	$1\ \mathfrak{A}^{(\nu)}$ für $\nu = 2m$ $+ \mathfrak{Z}$ $+ \mathfrak{S}.\mathfrak{E}. \perp \mathfrak{A}^{\nu}$	
2. Doppelpyramidenklasse mit ungerader Basis	$1\ \mathfrak{A}^{(2m+1)} + (2m+1)(\mathfrak{A}^{(2)} \perp \mathfrak{S}.\mathfrak{E}. + \mathfrak{Z}$	$\mathfrak{A}^{(2m+1)} \perp \mathfrak{A}^{(2)}$ $\sphericalangle\ \mathfrak{A}^{(2)}\mathfrak{A}^{(2)} = h \frac{2\pi}{2m+1}$
3. Tetraederklasse	$4\ \mathfrak{A}^{(3)} + 3\ (\mathfrak{A}^{(2)} + \mathfrak{S}.\mathfrak{E}.) + \mathfrak{Z}$	wie beim Tetraeder
4. Doppelpyramidenklasse mit gerader Basis	$1\ (\mathfrak{A}^{(2m)} + \mathfrak{S}.\mathfrak{S}.) + m\ (\mathfrak{A}^{(2)} + \mathfrak{S}.\mathfrak{E}.)$ $+ m\ (\mathfrak{A}^{(2)} + \mathfrak{S}.\mathfrak{E}.) + \mathfrak{Z}$	$\mathfrak{A}^{(2m)} \perp \mathfrak{A}^{(2)}$ Winkel zweier gleichwertiger $\mathfrak{A}^{(2)} = h \frac{2\pi}{m}$ Wink. zweier ungleichwertiger $\mathfrak{A}^{(2)} = \frac{\pi}{m}(2h+1$
5. Oktaeder oder Würfel-Klasse	$3\ (\mathfrak{A}^{4} + \mathfrak{S}.\mathfrak{E}.) + 4\ \mathfrak{A}^{(3)} + 6\ (\mathfrak{A}^{(2)} + \mathfrak{S}.\mathfrak{E}.)$ $+ \mathfrak{Z}$	wie beim Würfel und Oktaeder
6. Ikosaeder oder Dodekaederklasse	$6\ \mathfrak{A}^{(6)} + 10\ \mathfrak{A}^{(3)} + 15\ (\mathfrak{A}^{(2)} + \mathfrak{S}.\mathfrak{E}.) + \mathfrak{Z}$	wie beim Ikosaeder u. Dodekaeder
7. Doppelkegelklasse	$1\ (\mathfrak{A}^{\infty} + \mathfrak{S}.\mathfrak{E}.) + \infty\ (\mathfrak{A}^{(2)} + \mathfrak{S}.\mathfrak{E}.) + \mathfrak{Z}$	$\mathfrak{A}^{\infty} \perp \mathfrak{A}^{(2)}$
8. Kugelklasse	$\infty\ \mathfrak{A}^{\nu} + \infty\ \mathfrak{S}.\mathfrak{E}. + \mathfrak{Z}$	beliebig

In der ersten Spalte der Tabelle sind die Namen der Klassen angeführt, sie deuten eine Realisierungsmöglichkeit solcher Anisotropie an, indem die Polyeder nur die Symmetrieoperationen der betreffenden Klasse zulassen; in der zweiten Spalte sind die Symmetrieelemente ($\mathfrak{Z}$ = Symmetriezentrum; $\mathfrak{A}^{(\nu)} = \nu$ zählige Achse; $\mathfrak{S}.\mathfrak{E}.$ = Symmetrieebene) zusammengestellt; zur Unterscheidung von den Symmetrieelementen des Gitters werden sie mit gotischen Buchstaben bezeichnet; über identische Symmetrieelemente ist summiert, nicht identische sind stets getrennt angeführt; da zufolge $\mathfrak{Z}$ zu jeder $\mathfrak{S}.\mathfrak{E}.$ eine dazu $\perp$ $\mathfrak{A}^{(2m)}$ und zu jeder $\mathfrak{A}^{(2m)}$ eine dazu $\perp$ $\mathfrak{S}.\mathfrak{E}.$ auftritt, so sind diese zusammengehörigen Symmetrieelemente in der Tabelle durch eine Klammer verbunden. In der dritten Spalte sind die Winkel zwischen den Symmetrieachsen angegeben, wobei h und m beliebige ganze Zahlen bedeuten; für die röntgenographische Bestimmung der Anisotropieklasse ist die Kenntnis dieser Winkel notwendig, da das Aggregat in diesen Richtungen durchleuchtet werden muß.

Röntgenographische Bestimmung den Anisotropieklasse.

Es ist leicht einzusehen, daß sich mit Hilfe von Röntgenstrahlen die Anordnung der Kristallite in einem gegebenen Material feststellen läßt, wenn man berücksichtigt, daß die Netzebenen der Kristallite Röntgenlicht nur dann reflektieren, wenn sie unter bestimmtem Winkel vom einfallenden Strahl getroffen werden. Die Lage der reflektierenden Netzebenenparallelschar ist nach dem Reflexionsgesetz durch die Richtung des einfallenden und reflektierten Strahles bestimmt und der Winkel γ hängt bei monochromatischem Licht der Wellenlänge λ von der Netzebenenart nach dem Braggschen Reflexionsgesetz

$$\gamma = \arcsin \frac{\lambda}{2 D_{\langle hkl \rangle}}$$

ab, ist also ein Erkennungszeichen der Netzebenenart; man kann somit Art und Lage der reflektierenden Netzebenen aus der Richtung des reflektierten Strahls entnehmen. Es bedeutet hierbei D den Identitätsabstand der Netzebenenschar und $\langle hkl \rangle$ die Millerschen Indices des Flächenkomplexes[1]), d. h. aller Netzebenen mit dem Identitätsabstand D.

Überlegen wir uns nun das Röntgendiagramm, welches wir zu erwarten haben, wenn ein schmal ausgeblendetes Bündel paralleler monochromatischer Röntgenstrahlen einen ungeordneten Kristallithaufen trifft; der Einfachheit halber denken wir uns wieder das Gitter der Kristallite kubisch und das ganze Aggregat so klein, daß wir von seiner räumlichen Ausdehnung absehen können. Betrachten wir zunächst die $\langle 100 \rangle$ (Würfel-)Flächen; gemäß der vollkommenen Unordnung finden sie sich in allen Richtungen vor und würden das einfallende Röntgenstrahlenbündel nach allen Richtungen des Raumes reflektieren, wenn sie wie gewöhnliche Spiegel das Licht unter jedem Winkel reflektieren könnten; da aber der Winkel, unter dem allein sie reflektieren können, durch ihren Identitätsabstand vorgegeben ist, so werden nur diejenigen Würfelflächen reflektieren, welche unter dem Winkel

$$\gamma = \arcsin \frac{\lambda}{2 D_{\langle 100 \rangle}}$$

zum einfallenden Strahl stehen, also einen Kegelmantel einhüllen, dessen Achse der einfallende Strahl ist und dessen Öffnungswinkel 2γ ist. Die an diesen Würfelflächen reflektierten Strahlen finden sich demnach als Mantellinien eines koaxialen Kegels mit dem Öffnungswinkel 4γ vor. Da dieselben Überlegungen für die andern Netzebenenarten (Oktaeder- $\langle 111 \rangle$, Rhombendodekaeder- $\langle 110 \rangle$ Ebenen) gelten, so haben wir als Gesamteffekt aus dem Kristallithaufen ein System koaxialer Kegel austreten mit den Öffnungswinkeln

$$4 \arcsin \frac{\lambda}{2 D_{\langle 100 \rangle}}, \quad 4 \arcsin \frac{\lambda}{2 D_{\langle 111 \rangle}}, \quad 4 \arcsin \frac{\lambda}{2 D_{\langle 110 \rangle}}$$

usw.; stellen wir nun eine photographische Platte senkrecht zur Achse der einfallenden Strahlen auf, so zeichnen sich diese Kegel als konzentrische Kreise (Debye-Scherrer) ein, so daß jeder Kreis von einer bestimmten Netzebenenart herrührt.

Herrscht nun im Aggregat eine bestimmte Ordnung, so fehlen offenbar alle Netzebenenlagen, welche mit der Ordnung nicht verträglich sind, und es werden daher auch die entsprechenden Teile der Debye-Scherrerkreise fehlen. Das Röntgendiagramm einer geordneten kristallinen Masse besteht somit im allgemeinen aus Punkten und Kreisbogenstreifen, deren geometrischer Ort die Debye-Scherrerkreise der betreffenden Kristallart sind.

Liegen insbesondere diese Punkte und Streifen symmetrisch gruppiert, so kann man die zum einfallenden parallelen Symmetrieelemente ($\mathfrak{S}.\mathfrak{E}.$ und Achse) dem Diagramm entnehmen und daraus schließen, daß auch im durchleuchteten Aggregat die Kristallitlagen diese Symmetrien aufweisen.[1])

Zur Bestimmung der Anisotropieklasse muß man die Lage der Symmetrieachsen und -ebenen

[1]) Niggli, Geometrische Kristallographie des Dikontinuums. Leipzig 1919.

[1]) Wegen praktisch belangloser Ausnahmen von dieser Regel vgl. K. Weissenberg, Ann. f. d. Phys. l. c.

im Aggregat aufsuchen. Diese Suche wird wesentlich erleichtert durch den Umstand, daß die Art der plastischen Deformation von vornherein bestimmte Lagen der Symmetrieelemente wahrscheinlich macht; es ist ja zu vermuten, daß || zu den Symmetrieelementen der Beanspruchung identische oder höherzählige Symmetrieelemente der Kristallitordnung auftreten.

Gemäß diesen Überlegungen empfiehlt sich der folgende Weg zur Bestimmung der Anisotropieklasse, der nachfolgend an einigen Beispielen erläutert wird.

Man durchleuchtet zunächst in Richtung eines vermuteten Symmetrieelementes das Aggregat und sucht im Diagramm die zum einfallenden Strahl ⁝ Symmetrieelemente des Bildes auf. Die Kombination der so gefundenen Symmetrieelemente stellt gemäß der Tabelle im allgemeinen nur ganz wenige Anisotropieklassen zur Diskussion; eine Entscheidung zwischen ihnen kann durch Hinzufügung weniger Aufnahmen getroffen werden, indem man den Strahl parallel zu den Symmetrieelementen einfallen läßt, welche gemäß der Tabelle mit den gefundenen vereinbar sind; indem man dann auf diesen Diagrammen feststellt, welche der möglichen Symmetrieelemente wirklich vorhanden sind, entscheidet man zwischen den zur Diskussion stehenden Anisotropien. Ist für das Vorhandensein eines Symmetrieelementes von vornherein kein Anhaltspunkt gegeben, so wird man systematisch nach einem solchen suchen müssen; das kann am einfachsten in der Weise geschehen, daß man das Aggregat nach verschiedenen Richtungen durchleuchtet, eventuell dabei um bestimmte Achsen drehen oder pendeln läßt.

Zufolge der Anisotropie des Einzelkorns genügt es aber nicht die Anisotropieklasse, d. h. die Symmetrieelemente der Kristallitordnung im Aggregat zu kennen, sondern man wird noch die Lagen des Gitters zu den Symmetrieelementen feststellen müssen. Es genügt also z. B. nicht, festzustellen, daß in hartgezogenen Drähten Faserstruktur besteht, d. h. die Drahtachse ∞-zählige Drehachse der Kristallitordnung ist, sondern man wird noch angeben müssen, welche kristallographischen Richtungen sich, also ob z. B. die Würfelkanten oder Raumdiagonalen oder Flächendiagonalen, zur Drahtachse || stellen; solche Feststellungen geben die Möglichkeit, Gleitebenen und Gleitrichtungen eines Metalls kristallographisch zu indizieren und den Deformationsprozeß aufzuklären. Die Methoden der Lagenbestimmung der Gitter wird an Beispielen nachfolgend erläutert.

Versuchsanordnung und Apparatur.

Zur Erzeugung der Röntgenstrahlen wurde eine Coolidge Metallröhre verwendet; das Antikathodenmaterial war Cu, die angelegte Spannung betrug ca. 40000 V. Bei diesen Versuchsbedingungen erhielten wir kräftige monochromatische Cu-Strahlung neben relativ schwacher Bremsstrahlung.

Die Röntgenstrahlung tritt durch ein Al-Fenster aus der Röhre und mit Hilfe einer ca. 8 cm langen Blende wird aus ihr ein dünnes Parallelstrahlenbündel ausgeblendet.

Für Zwecke der Strukturuntersuchung hat es sich als notwendig erwiesen, das Präparat in verschiedenen Richtungen zu durchleuchten. Wir haben zwei Typen von Aufnahmevorrichtungen verwendet. Die erste besteht aus einer gewöhnlichen Debye-Scherrer-Kamera, in der das Präparat um die Längsachse drehbar ist; bei der zweiten kann mit Hilfe eines Teilkreises das Präparat unter bestimmte Winkel zum Strahl gestellt werden; eine mit dem Teilkreis fest verbundene Welle ermöglicht es, das Präparat um eine Achse ⊥ zum Strahl zu drehen.

Faserstruktur bei Metallen.[1]

Hartgezogene Drähte.

Als Untersuchungsmaterial dienten hartgezogene, Haardrähte aus reinem Cu, Pd, Al, Ag, Fe, Mo W, Zn; von der Firma Heräus.

Zunächst wurde ein Bündel[2]) solcher harter Drähte vertikal ausgespannt und senkrecht zur Längsrichtung mit monochromatischem Licht durch-

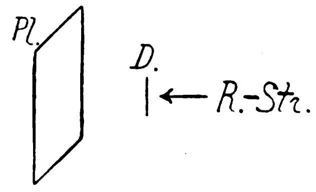


Fig. 1. Versuchsanordnung.

leuchtet. Fig. 1 zeigt die Versuchsanordnung. Gemäß der axialen Symmetrie des Deformationsprozesses beim Hartziehen und Dehnen war zu vermuten, daß in harten Drähten die Anisotropie-

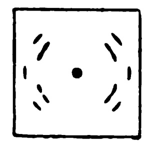


Fig. 2. Schematisches Diagramm von hartgezogenem Cu-Draht.

klasse 7 also „Faserstruktur" besteht. Die röntgenologische Prüfung dieser Vermutung läßt sich folgendermaßen führen. Figur 2 zeigt ein schematisches Bild des bei obiger Anordnung erhaltenen

[1]) Bei Durchleuchtung eines einzigen Drahtes statt eines Bündels erhält man dieselben Bilder, nur lichtschwächer.



Diagramms. Man sieht, daß hier ‖ zur Durchleuchtungsrichtung eine diagonale Achse $\mathfrak{A}^{(2)}$ und zwei zueinander senkrechte $\mathfrak{S}.\mathfrak{E}.$ liegen, und kann daraus schließen, daß in dem untersuchten Präparat senkrecht zur Drahtachse eine diagonale Achse und eine Symmetrieebene und ‖ zur Drahtachse eine $\mathfrak{S}.\mathfrak{E}.$ liegt. Bei Durchleuchtung des Präparates in einer beliebigen andern, ⊥ zur Drahtachse stehenden, Richtung erhält man ein identisches Bild; daraus folgen neue mit den obigen identische Symmetrieelemente ‖ zur neugewählten Durchleuchtungsrichtung. Hiermit ist erwiesen, daß die Anisotropieklasse 7 vorliegt, da nur bei ihr $\mathfrak{S}.\mathfrak{E}.$ und $\mathfrak{A}^{(2)}$ unter beliebigen Winkeln vorkommen können.

Indem wir die unendlich-zählige Drehachse Faserachse nennen, können wir somit feststellen, daß in hartgezogenen Drähten Faserstruktur besteht und daß die Drahtachse Faserachse ist. Will man sich dieses Ergebnis geometrisch veranschaulichen, so hat man sich vorzustellen, daß durch den Deformationsprozeß das Gitter im Einzelkorn in eine bestimmte Orientierung zur Drahtachse eingerenkt wird; der Mechanismus dieser Einrenkung ist eine Drehgleitung und wird nachfolgend durch die Versuche an Einzelkristallen klargestellt, hier soll er übergangen werden, da es sich zunächst nur um die Feststellung der angestrebten Endlage des Gitters handelt.

Im einfachsten Fall wird sich eine bestimmte (niedrig indizierte) kristallographische Richtung ‖ zur Drahtachse stellen. Eine derartige Anordnung der Kristallite nennen wir einfache Faserstruktur. Da sich im kubischen Gitter ⊥ zu den kristallographischen Richtungen $[hkl]$ die Netzebenenart $\langle hkl \rangle$ vorfindet, so enthält bei einer solchen Struktur der Drahtquerschnitt nur Netzebenen $\langle hkl \rangle$ und kommt daher im Beugungseffekt einer einheitlichen Kristallfläche $\langle hkl \rangle$ gleich; d. h. er kann Röntgenstrahlung von der Wellenlänge λ unter einem und nur einem Winkel

$$\gamma = \arcsin \frac{\lambda}{2 D_{\langle hkl \rangle}}$$

reflektieren. Bei duktilen Metallen finden sich mehrere kristallographische Richtungen ‖ zur Drahtachse; entsprechend finden sich auch im Querschnitt eines solchen Drahtes mehrere Netzebenenarten vor. Eine solche Kristallitordnung heißt entsprechend mehrfache Faserstruktur.

Es handelt sich nun darum, festzustellen, welche kristallographischen Richtungen sich bei den einzelnen Metallen ‖ zur Drahtachse stellen. Dabei verwendeten wir zwei Methoden; bei der einen wurden durch sogenannte „schiefe" Aufnahmen die Netzebenen bestimmt,[1]) welche im Querschnitt der harten Drähte liegen, bei der andern wurde der Draht in einer Debye-Kamera senkrecht zu seiner Achse durchleuchtet und so auf den Film ein möglichst vollständiges Diagramm erzeugt. Aus der Gesamtheit der dabei auftretenden Interferenzstreifen konnte die Kristallitordnung bestimmt werden.[2])

[1]) Ettisch, Polanyi, Weissenberg, Zeitschr. f. Phys. **7** (1921), S. 181.

Metalle mit raumz. kub. Gitter (W, Fe, Mo).

Fig. 3 zeigt ein schematisches Bild eines Filmquadranten, wie wir es bei Durchleuchtung von hartem W-Draht ⊥ zur Drahtachse in einer Debye-Kamera erhielten; die Bilder von hartem Fe- und Mo-Draht sind mit diesem wesentlich identisch, können also gleichzeitig diskutiert werden.

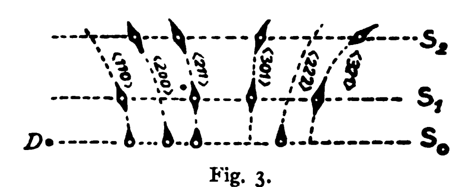


Fig. 3.

Entsprechend der Faserstruktur sehen wir die „Debye-Scherrer-Kreise" in Streifen aufgelöst. Es ließ sich nun durch geometrische Überlegungen nachweisen, daß ein allgemeines Kennzeichen der einfachen Faserstruktur darin besteht, daß bei obiger Versuchsanordnung sämtliche Interferenzen sich auf einer Schar zum Äquator paralleler Linien sogenannten „Schichtlinien" vorfinden müssen. Die Intensitätsmaxima der schematisch angedeuteten streifenförmigen Interferenzflecke sind durch kleine Kreise hervorgehoben; die gestrichelten Linien deuten die „Debye-Scherrer-Kreise" (Kurven vierten Grades) an, auf denen die Streifen liegen. Längs dieser Linien ist der Flächenkomplex $\langle hkl \rangle$ angeschrieben, der auf die betreffende Kurve reflektiert. Die Parallelschar der Schichtlinien ist durch die Linien $S_0\, S_1\, S_2$ angedeutet. Aus den Abständen dieser Schichtlinien vom Äquator läßt sich φ, die reziproke Identitätsperiode der kristallographischen Richtung, welche im Gitter ‖ zur Faserachse steht, berechnen. Um nun die kristallographische Indizierung der Richtung mit der Periode $1/\varphi$ zu bestimmen, beziehen wir sie auf die ihrer Länge nach bekannte Würfelkante des Elementarwürfels und finden auf diese Weise, daß sie mit der Periode der Flächendiagonale übereinstimmt.

Diese Berechnung ergibt also, daß in hartgezogenen Drähten von W, Fe, Mo einfache Faserstruktur besteht, so zwar, daß die [110] Richtung parallel zur Drahtachse steht; senkrecht dazu also

[2]) M. Polanyi u. K. Weissenberg, Zeitschr. f. Phys. **9** (1922), S. 123.

im Drahtquerschnitt liegen die $\langle 110 \rangle$ (Rhombendodekaeder-)Ebenen.

Man kann sich diese Faserstruktur schematisch veranschaulichen durch die Figg. 4 und 5. Die erste zeigte die $\langle 110 \rangle$-Ebene im raumzentrierten Elementarwürfel als Rechteck mit ausgezogenen Diagonalen angedeutet. Die zweite zeigt einen schematischen Querschnitt durch einen harten

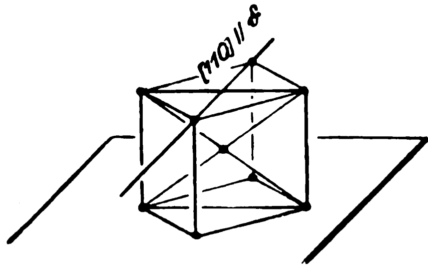


Fig. 4. $\langle 110 \rangle$ Rhombendodekaeder-Ebene im raumzentrierten Elementarwürfel als Rechteck mit ausgezogenen Diagonalen, senkrecht dazu [110] (Flächendiagonale).

Draht eines raumzentriert kubischen Metalles. Die dickumränderten, unregelmäßigen Felder sind Schnittflächen der einzelnen Kriställchen. Die

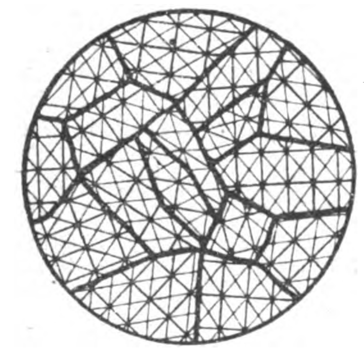


Fig. 5. Schemat. Querschnitt eines hartgezogenen Drahtes mit raumzentriertem Elementarwüfel.

Netze von Rechtecken mit ausgezogenen Diagonalen, die jedes dieser Felder überziehen, deuten an, daß die Netzebene, die im Querschnitt liegt, stets eine $\langle 110 \rangle$-Ebene ist.

Die oben gefundene Faserstruktur wurde noch auf zwei Weisen geprüft, und zwar wurde erstens das ganze Diagramm, d. h. die Lage aller Interferenzstreifen, auf den Schichtlinien mit Hilfe der erwähnten geometrischen Beziehungen aus der obigen Struktur theoretisch abgeleitet und zweitens konnten die $\langle 110 \rangle$-Ebenen, welche gemäß unserer Annahme im Querschnitt liegen mußten, experimentell nachgewiesen, d. h. zur Reflexion gebracht werden. Zu diesem Zwecke wurde der Drahtquerschnitt unter den für die $\langle 110 \rangle$-Ebenen charakteristischen Gleitwinkel

$$\gamma_{\langle 110 \rangle} = \arcsin \frac{\lambda}{2 D_{\langle 110 \rangle}}$$

zum Strahl gestellt.

Fig. 6 zeigt die Versuchsanordnung. Der Draht ist in einer Vertikalebene unter dem Winkel

$$\beta = 90^0 - \gamma_{\langle 110 \rangle}$$

zum einfallenden Strahl gestellt. Die im Querschnitt liegenden $\langle 110 \rangle$-Ebenen reflektieren auch, wenn der Drahtquerschnitt nicht freigelegt ist.

Fig. 7 zeigt ein Schema des dabei erhaltenen Diagrammes. Der Streifen, der auf der vert. Mittellinie des $\langle 110 \rangle$-Kreises auftritt, beweist, daß $\langle 110 \rangle$-Flächen im Querschnitt liegen, die anderen Streifen auf dem $\langle 110 \rangle$-Kreis rühren von den

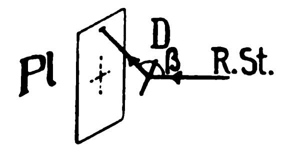


Fig. 6. Versuchsanordnung, um den Drahtquerschnitt zur Reflexion zu bringen.

übrigen $\langle 110 \rangle$-Ebenen des Gitters her; ihre theoretische Verwertung soll hier übergangen werden, da sie nur eine Bestätigung des obigen Befundes gibt.

Wir haben es nun in der Hand, den Querschnitt nach weiteren Netzebenen abzusuchen, doch konnten wir uns diese Suche ersparen durch den Nachweis, daß schon aus der oben angenommenen Faserstruktur das vollständige Diagramm, welches man bei Durchleuchtung des Drahtes in einer Debye-Kamera erhielt, sich restlos berechnen ließ.

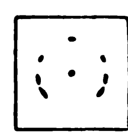


Fig. 7. Schemat. Diagramm eines hartgeogenen Drahtes mit raumzentriertem Elementarwürfel. Aufgenommen nach Anordnung gemäß Fig. 6 bei $\beta = 90^0 - \gamma_{\langle 110 \rangle}$.

Bei den Metallen mit flächenzentriertem kubischem Gitter Cu, Pd, Al fanden wir bei Durchleuchtung in der Debye-Kamera zwei Scharen paralleler Schichtlinien und konnten daraus schließen, daß eine zweifache Faserstruktur bestand; φ_1 und φ_2, die beiden reziproken Identitätsabstände, wurden wieder aus den Abständen der Schichtlinien berechnet; nach Bezug auf die Würfelkante des Elementarwürfels ergab sich, daß sie mit den reziproken Perioden der Raumdiagonale resp. der Würfelkante übereinstimmen.

Wir finden somit, daß in hartgezogenen Drähten von Cu, Pd, Al zweifache Faserstruktur besteht, wobei die [111]- und [100]-Richtung bis auf Abweichungen von ca. 5^0 parallel zur Drahtachse stehen; mit denselben Abweichungen finden sich somit im Drahtquerschnitt $\langle 111 \rangle$- und $\langle 100 \rangle$-Ebenen.

Fig. 8 zeigt die Lage der ⟨111⟩-Ebene und der ⟨100⟩-Ebene, sowie der [111]- und [100]-Richtung im flächenzentrierten Elementarwürfel.

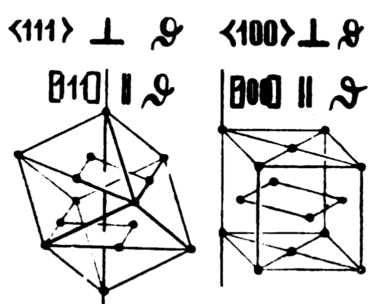


Fig. 8. ⟨111⟩ Ebene und ⟨100⟩ Ebene in Elementarwürfeln von Cu.

Fig. 9 zeigt das Schema des Querschnittes in einem hartgezogenen Draht mit flächenzentriertem kubischem Elementarwürfel; entsprechend den beiden Kristallitgruppen, in denen die kristallogr. Richtung [111] bzw. [100] ∥ zu D liegt, zeigt eine Gruppe der Kriställchenquerschnitte das rhombische Netz der ⟨111⟩-Ebene, die andere das quadratische der ⟨100⟩-Ebene.

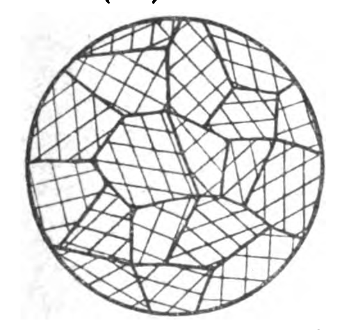


Fig. 9. Harter Cu-Draht (Querschnitt).

Die Prüfung dieser gefundenen Struktur wurde wie bei den Metallen mit raumzentriertem kubischem Gitter geführt und ergab eine sichere Bestätigung dieser Struktur, indem erstens alle Interferenzpunkte auf den Schichtlinien aus obiger Annahme berechnet werden konnten und zweitens mit Hilfe schiefer Aufnahmen unter den Winkeln

$$\beta = 90^0 - \gamma_{\langle 111 \rangle}$$

und

$$\beta = 90^0 - \gamma_{\langle 100 \rangle}$$

gezeigt werden konnte, daß der Querschnitt tatsächlich Oktaeder und Würfelebenen enthält.

Betrachtet man das Diagramm Fig. 10 eines gehärteten und dann wieder angelassenen Cu-Drahtes, so sieht man, daß die Kristallite durch das Anlassen merklich vergrößert sind und sich als scharf begrenzte Punkte einzeichnen. Wie aus der unregelmäßigen Zerstreuung dieser Punkte über die Kreise ersichtlich, ist die Faserstruktur zum großen Teil verschwunden.

Immerhin finden sich starke Anhäufungen der Schwärzung an einzelnen Bogenstücken. Diese entsprechen dem trotz Anlassens übrig gebliebenen Teil der Faserstruktur. Die Vermessung ergibt, daß diese Schwärzungen der Faserstruktur nach [111] entsprechen.

Die oben als Faserstruktur gekennzeichnete Anordnung der Kristallite im hartgezogenen Draht ist natürlich nicht exakt vorhanden, vielmehr stellen sich die Kristallite nur bis auf einen kleinen Streuungswinkel in die Faserordnung ein. Dieser Streuungswinkel, der somit die Größe der Abweichung von der idealen Faserstruktur angibt,

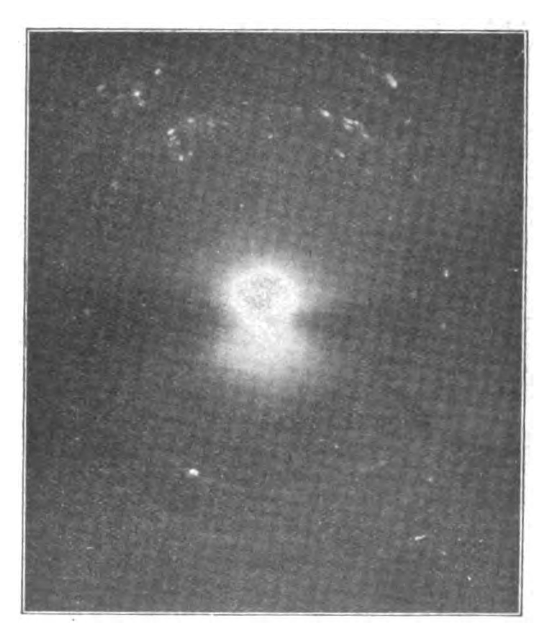


Fig. 10. Angelassener Kupferdraht.

entspricht ungefähr der halben Bogenlänge der Diagrammstreifen. Aus unseren Aufnahmen läßt sich dieser Winkel auf etwa 5^0 schätzen.

Das Dehnen von angelassenen Metalldrähten führt zu derselben Kristallitordnung wie das Hartziehen.

Kristallitordnung in gewalzten Folien, insbesondere in gewalzter Cu-Folie.[1])

A. Bestimmung der Anisotropieklasse.

Der Deformationsprozeß beim Walzen der Folie läßt auf zwei Spiegelebenen schließen und zwar:

1. Die Walzebene.
2. Eine dazu ⊥-Ebene durch die Walzrichtung; in Verbindung mit dem Symmetriezentrum

---

[1]) K. Weissenberg, Ann. d. Phys., l. c.; vgl. auch demnächsterscheinende Mitteilung von H. Mark und K. Weissenberg, Zeitschr. f. Phys.

folgt geometrisch aus 1. und 2. noch eine dritte Symmetrieebene ⊥ zu beiden und drei geradzählige Achsen ⊥ zu drei S. E. Es ist demnach zu erwarten, daß die Kristallitanordnung ∥ zu den

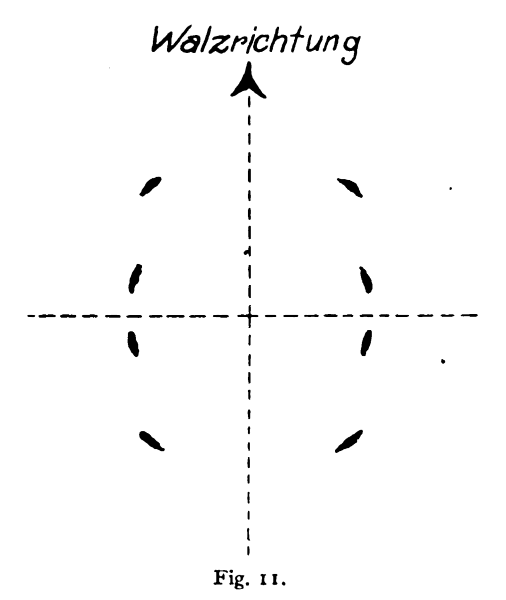


Fig. 11.

obengenannten Symmetrieelementen identische oder höherzählige enthält.

Eine röntgenographische Prüfung dieser Überlegungen kann nun so durchgeführt werden, daß

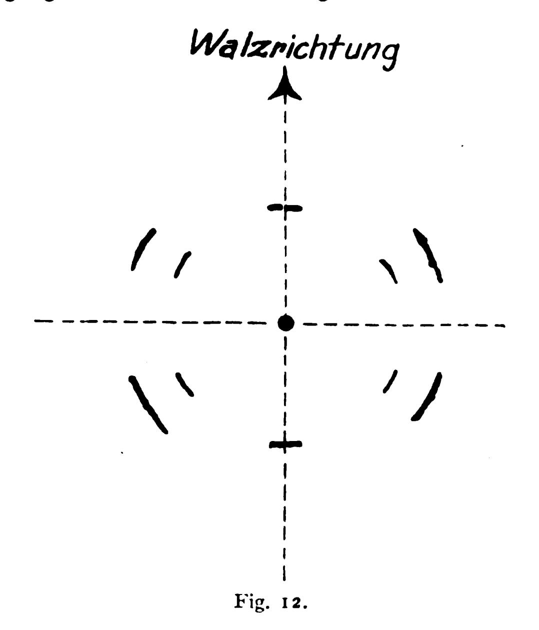


Fig. 12.

in Richtung der vermuteten geradzähligen Achsen, d. h. senkrecht zu den drei Spiegelebenen, die Folie durchleuchtet wird.

Fig. 11 zeigt ein schematisches Diagramm, wie es bei Durchleuchtung einer gewalzten Cu-Folie ⊥ zur Walzebene erhalten wurde, die Walzrichtung lag ∥ zur vertikalen Mittellinie des Bildes.

Parallel zum Strahl und somit zur Walzebenennormale liegt, wie Fig. 11 zeigt, eine digonale Achse.

Fig. 12 zeigt nun eine Aufnahme bei Durchleuchtung in der Querrichtung. Die Walzrichtung liegt ∥ zur senkrechten Achse des Bildes.

Man erkennt aus Fig. 12, daß sich ∥ zur Querrichtung eine diagonale mit der Walzrichtung nicht identische[1]) Achse einstellt.

Aus diesen beiden Aufnahmen folgt nun durch Vergleich mit der Tabell, daß Anisotropieklasse 4 vorliegt, weil nur bei ihr zwei nicht identische, zueinander ⊥ digonale Achsen vorkommen. Dieses Resultat gilt nicht nur für gewalzte Cu-Folien, sondern allgemein für gewalzte Metallfolien, so daß sich ergibt: Durch das Walzen von Metallfolien werden die Kristallite stets in eine Anordnung der Anisotropieklasse 4 eingerenkt.

B. Bestimmung der Gitterlagen.

Durchleuchtet man die Folie nach verschiedenen Richtungen, so erkennt man, daß im ganzen nur wenige Kristallitlagen vorkommen, indem bei Drehung der Folie um eine Achse bald Streifen auftreten, bald wieder verschwinden. — Zunächst ist die Frage, wieviel Kristallitlagen mindestens bei dieser Anisotropieklasse vorkommen müssen und inwieweit die Eigensymmetrie des Gitters zum Aufbau der Kristallitanordnung ausgenutzt wurde. Bei der Anisotropieklasse 4 sind folgende Möglichkeiten.

a) Aus einer Kristallitlage werden durch Spiegelung an den 3 S. E., die gemäß der Tabelle bei Anisotropieklasse 4 stets vorhanden sind, im ganzen 8 Lagen erzeugt, die zu einer Gruppe zusammengefaßt werden können. Bei Kristalliten mit Symmetriezentrum sind je 2 dieser Lagen (Antipoden) identisch, so daß nur 4 voneinander verschiedene Lagen auftreten.

b) Liegt außerdem eine Spiegelebene des Gitters ∥ zu einer S. E. der Kristallitordnung, so werden wieder je 2 dieser Lagen identisch und es treten nur 2 voneinander verschiedene Kristallitlagen auf;

c) ist schließlich noch eine zweite Spiegelebene des Gitters einer zweiten S. E. der Kristallitordnung ∥, so liegt auch ∥ zur dritten S. E. der Kristallitordnung eine S. E. des Gitters und es resultiert eine einzige Kristallitlage. Somit werden sich bei dieser Anisotropieklasse je nach dem Grade der Ausnutzung der Gittersymmetrie Gruppen von 4, 2 und 1 Kristallitlage finden. Eine dieser Gruppen wurde bei der gewalzten

[1]) Wären Walzrichtung und Querrichtung identische Achsen, so müßten auch Fig. 11 und Fig. 12 identisch sein.



Cu-Folie bestimmt und ergab, daß sie zwei Kristallitlagen enthält.

Bei der experimentellen Bestimmung der Kristallitgruppe benutzten wir die Erfahrung, daß sich bei kubischen Gittern ‖ oder ⊥ zu den Hauptspannungen die dichtestbelegten Netzebenen einstellen. (Im flächenzentrierten kubischen Gitter ist die ⟨111⟩-Ebene die dichtestbelegte.) Prüft man mit Hilfe von schiefen Aufnahmen, d. h. unter $\beta = 90^0 - \gamma_{D<111>}$ die drei Hauptrichtungen Walzrichtung, Walzflächennormale und Querrichtung, so zeigt sich, daß Oktaederebenen ⊥ zur Querrichtung stehen.

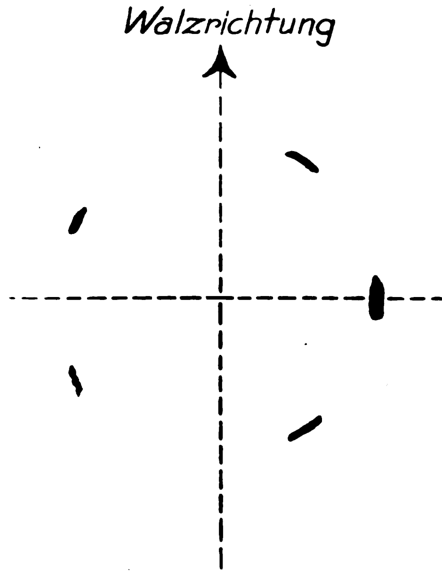


Fig. 13. ⟨111⟩ Kreis eines Diagramms von gewalzter Cu-Folie, die Durchleuchtungsrichtung war ⊥ zur Walzrichtung und unter $90^0 - \gamma_{<111>} = 70^0$ zur Querstellung.

Fig. 13 zeigt den ⟨111⟩-Kreis des unter $\beta = 90^0 - \gamma_{<111>}$ gegen die Querrichtung erhaltenen Diagramms in einem chematischen Bild; die Walzrichtung stand senkrecht zum Strahl und ‖ zur vertikalen Mittellinie der photographischen Platte.

Der Interferenzstreifen in der horizontalen Mittellinie des ⟨111⟩(innersten)-Kreises beweist, daß ⊥ zur Querrichtung Oktaederebenen liegen, also ‖ zur Querrichtung [111] liegt.

Die Lage des Gitters in der Folie ist aber hierdurch noch nicht festgelegt, da nur die kristallographische Richtung, welche ‖ zur Querrichtung liegt, bekannt ist, während die Richtung ‖ zur Walzrichtung und Walzebenennormale unbestimmt bleiben; um auch diese festzustellen, suchen wir die Lage der anderen Oktaederebenen des Gitters zu bestimmen; dabei benutzen wir den Umstand, daß im kubischen Gitter von den 4 Oktaederebenen stets eine ⊥ und die drei anderen unter einem Winkel von ∼ 20⁰ zu jeder Raumdiagonale stehen.

Durchleuchtet man nun ein solches Gitter ‖ zur Raumdiagonale (3-zählige Achse), so müssen die 3 Oktaederebenen in die Eckpunkte eines gleichseitigen Dreiecks auf dem ⟨111⟩-Kreis reflektieren, wenn sie überhaupt in reflexionsfähiger Lage sind, d. h. wenn $\gamma_{D<111>} \approx 20^0$ ist; dies war nun bei der gewählten Strahlung tatsächlich der Fall, so daß mit Hilfe dieser Methode die

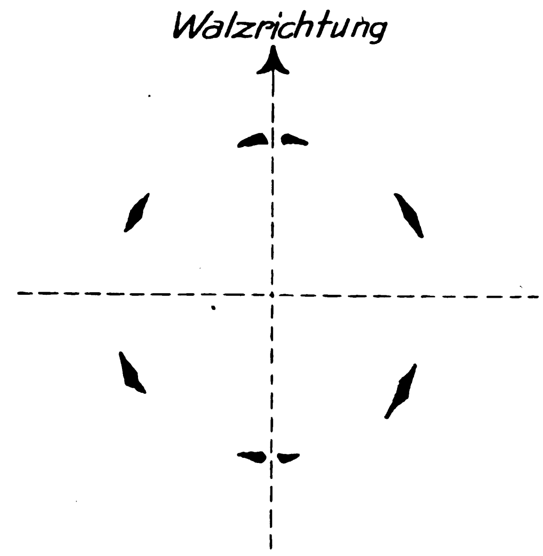


Fig. 14. ⟨111⟩ Kreis eines Diagramms von gewalzter Cu-Folie. Durchleuchtungsrichtung ‖ zur Querrichtung.

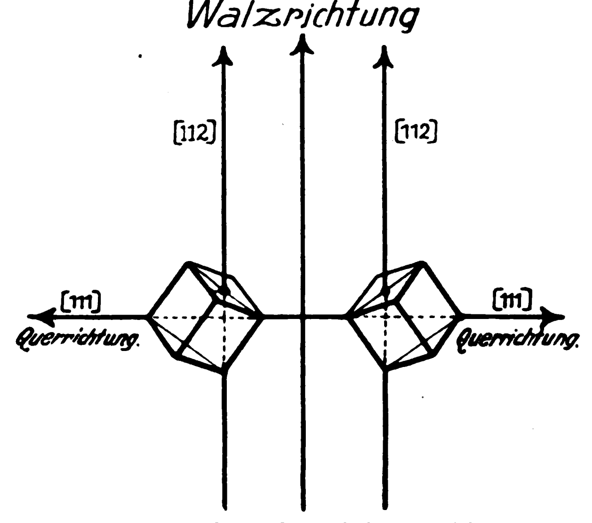


Fig. 15. Hauptlage der Walz- und der Querrichtung in gewalzter Cu-Folie zu dem Elementarwürfel des Cu.

Lagen des Gitters in der Folie bestimmt werden konnten.

Fig. 14 zeigt ein schematisches Bild des ⟨111⟩-Kreises bei Durchleuchtung ‖ zu der Raumdiagonale, welche in der Querrichtung der Folie gefunden war. Wir sehen, daß die Interferenz-

streifen in den Eckpunkten zweier gleichseitiger Dreiecke liegen, welche zueinander in spiegelbildlicher Lage sind. Wir können nun die Lage der reflektierenden Oktaederebenen gemäß den geometrischen Beziehungen des Braggschen Reflexionsgesetzes aufsuchen und so die Lage des Gitters in der Folie feststellen. Dabei ergeben sich die beiden spiegelbildlichen Gitterlagen, die Fig. 15 schematisch dargestellt sind.

Fig. 15 zeigt die beiden spiegelbildlichen Lagen des Cu-Gitters in der gewalzten Folie.

Parallel zur Walzrichtung liegt [112].
„ „ Querrichtung „ [111].
„ „ Walzebenennormalen „ [110].

Die Kristallite stellen sich nur bis auf eine Streuung in diese Hauptlagen ein.

Anmerkung bei der Korrektur: Nach Abschluß unserer Untersuchungen erhielten wir durch Herrn Prof. Uspenski eine Übersetzung seiner Arbeit „Untersuchungen mikrokristalliner Strukturen mit Hilfe von Röntgenstrahlen", welche er gemeinsam mit Herrn S. Konobejewski am 30. April 1920 vor der phys. Lebedew-Gesellschaft vorgetragen und veröffentlicht hat. Seine Untersuchungen erstrecken sich auf gewalzte Cu-, Al-, Fe- und Pt-Folien; er kommt bezüglich der Gitterlagen zu dem Resultat, welches auch wir gefunden haben.

Kaiser Wilhelm-Institut für Faserstoffchemie, phys.-chem. Abt. Berlin-Dahlem.

(Eingegangen am 1. Dezember 1922.)

Über Edelgas-Vakuumsicherungen.

(Vortrag bei der Hundertjahrfeier der Gesellschaft deutscher Naturforscher und Ärzte in Leipzig am 18. September 1922.)

Von F. Schröter.

1. Allgemeines über Vakuumsicherungen und deren Wirkungsweise.

Eine Überspannungssicherung ist gekennzeichnet durch ein zwischen zwei festen Leitern befindliches Dielektrikum, dessen Dicke d und dessen Isolierfestigkeit ε so gewählt sind, daß es sich gegenüber den normalen Betriebsspannungen der zu schützenden Einrichtung als Nichtleiter verhält, wogegen die als „Überspannung" bezeichnete Potentialdifferenz $\triangle V$ eine den kritischen Wert $\mathfrak{F}_0$ des Materials übersteigende Feldstärke

$$\frac{\triangle V}{d} > \mathfrak{F}_0$$

hervorbringt. Diese verursacht unter Durchbrechung des Dielektrikums eine selbständige Entladung zwischen den festen Leitern (Elektroden), meist in Form eines Funkens oder Lichtbogens, der entweder Abschaltmittel in Tätigkeit setzt oder den Schutz unmittelbar dadurch ausübt, daß er seiner geringen Spannung zufolge die auf die parallelgeschalteten Apparate wirkende Potentialdifferenz herabdrückt. Solche Überspannungssicherungen arbeiten, je nach ihrem Gebrauchszweck, mit dünnen Öl-, Oxyd-, Glimmer-, Paraffinschichten usw. als Dielektrikum, ferner auch mit Luft oder anderen Gasen, teils unter atmosphärischem Druck, in Gestalt von Funkenstrecken oder „Grobblitzabieitern", teils unter verringertem Druck, in Form von „Vakuumsicherungen".

Die Vakuumsicherungen sind in der Fernmeldetechnik bereits in nennenswertem Umfange in Gebrauch und dienen hauptsächlich zum Schutz von Fernsprechapparaten gegen die auf den Freileitungen entstehenden Überspannungen, die teils durch benachbarte Hochspannungsleitungen induziert oder influenziert, teils auch durch atmosphärische Elektrizität (Gewitterwolken, Hagel) oder durch Berührung mit Starkstromnetzen verursacht werden und deren Unschädlichmachung in Anbetracht der zunehmenden Ausbreitung der Überlandnetze und der Elektrisierung des Eisenbahnbetriebes eine Aufgabe von hoher wirtschaftlicher Bedeutung ist. Evakuierte Entladungsröhren erscheinen für diese Zwecke besonders geeignet, weil sie bei sachgemäßer Herstellung eine beträchtliche Anzahl von Durchschlägen ohne bleibende Veränderung ertragen, so daß also nach jedem Ansprechen und Ablaufen des Ausgleichsvorganges die Röhre sich gegenüber der Betriebsspannung der Fernmeldeanlage wieder als Isolator verhält. Das ist bei anderen Überspannungssicherungen (Öl- oder Frittersicherungen) nicht ohne Hinzunahme besonderer Hilfsmittel zur Erneuerung des Dielektrikums (Dreh- bzw. Klopfvorrichtungen) möglich.

Im Fernsprechbetrieb der Deutschen Reichspost sind unter der Bezeichnung „Luftleer-Blitzableiter" seit vielen Jahren Vakuumsicherungen mit Kohleelektroden in verdünnter Luft- oder Wasserstoffatmosphäre in Gebrauch, deren kritische Potentialdifferenz bei Gleichstrom durchschnittlich etwa 400 Volt, bei sinusförmigem Wechselstrom etwa 250 Volt beträgt. Die Schwankungen dieser kritischen Spannungswerte sind beträchtlich, besonders nachdem die Röhren eine gewisse Anzahl von Durchschlägen erlitten haben. Die Luftleer-Blitzableiter sollen die auf der Doppelleitung auftretenden Überspannungen unmittelbar zur Erde ableiten. Sie sind daher in den Vermittlungsämtern bzw. beim Teilnehmer am Ende der Linie so geschaltet, daß je eine Röhre zwischen dem a-Zweig und Erde und dem b-Zweig und Erde liegt. Überspannungen, deren Scheitelwerte die Durchschlagspannung der Röhren übersteigen, werden von ihnen in Form eines Funkens befriedigend aufgenommen. Liegen aber bei der Doppelleitung die Scheitelwerte der ankommenden Spannungswellen so, daß nur eine der beiden Röhren anspricht, so entladet sich derjenige Zweig, dessen

Schutzröhre nicht angesprochen hat, durch die Röhre des anderen Zweiges auf dem Wege über die Wicklung des Fernhörers, und zwar in Form einer Schwingung, die im Fernhörer als heftiger, physiologisch äußerst nachteiliger Knall wahrgenommen wird. Die Frequenz derartiger Vorgänge ist auf Grund der Kapazitäts- und Induktivitätsdaten des Entladungskreises nach der Thomsonschen Schwingungsformel überschläglich berechenbar. Es ergeben sich, je nach den in Betracht kommenden Leitungslängen (die Induktivität des Fernhörers zu 0,2 Henry angenommen), Größenordnungen der Schwingungsdauer von etwa 10^{-4} bis 10^{-3} sec. Derartige, im Bereich der Hörbarkeit liegende Entladungsvorgänge entstehen auch, wenn die eine Vakuumsicherung früher als die andere anspricht oder wenn beide zwar gleichzeitig ansprechen, aber infolge erheblich verschiedener Leitfähigkeit der Röhren die Schwingungsdekremente beider Kreise so verschieden sind, daß momentan beträchtliche Potentialdifferenzen auf die Windungen des als Kopplung dazwischen liegenden Fernhörers wirken. Nach Untersuchungen des Telegraphentechnischen Reichsamtes ist die Stärke des durch die Hochfrequenzentladung erzeugten Knalles anscheinend unabhängig von der Größe der Ladungsenergie der Linie und nur proportional der Anfangsstromstärke. Es genügt daher schon die Ladung kurzer Leitungsstrecken zum Hervorrufen dieser unangenehmen Erscheinung, die für das Bedienungspersonal der Fernsprechanlagen eine große gesundheitliche Gefahrenquelle bildet.

Wir sehen also, daß bei der bisher üblichen Schaltung der Vakuumsicherungen ihre Ungleichheit in bezug auf Überschlagspannung, Entladeverzug und Leitfähigkeit zur Ursache schädlicher Spannungsdifferenzen am Fernhörer wird. Durch die Versuche des Telegraphentechnischen Reichsamts wurde festgestellt, daß eine Anfangsspannung von 100 Volt am Fernhörer erträglich ist, während höhere Spannungen in physiologischer Hinsicht bedenklich erscheinen. Daraus ergab sich der Wunsch, die bisherige Sicherungsanordnung durch eine Röhre zu ergänzen, die in Nebenschlußschaltung zum Fernhörer oberhalb etwa 100 Volt momentan kurzschlußartig auf diesen wirkt. Man bezeichnet eine solche Schutzröhre als „Quersicherung". Mit 100 Volt bleibt die Überschlagspannung der Röhre genügend weit oberhalb der normal vorkommenden Betriebsspannungen, die bei Rufstrom bis zu 70 Volt eff. heraufgehen.

2. Die Bedeutung des Minimumpotentials.

Die nachstehend beschriebenen, vom Telegraphentechnischen Reichsamt als Quersicherungen benutzten und in Verbindung mit Schmelzstreifen allgemein als Abschaltsicherungen verwendbaren Edelgasröhren sind vom Verfasser auf Grund von Messungen durchgebildet worden, welche die Ermittlung des Einflusses von Elektrodenform und -größe auf das Minimumpotential der selbständigen Entladung in den seltenen Gasen bezweckten. Derartige Untersuchungen sind für den Hersteller von Entladungsröhren für technische Zwecke (so z.B. von Glimmlichtgleichrichtern, Glimmlampen usw.) wichtig, sobald es auf möglichste Erniedrigung der kritischen Spannung ankommt. Diese Notwendigkeit war nach dem Voraufgehenden bei Überspannungssicherungen für die Fernmeldetechnik in besonderem Maße gegeben.

Besonders niedrige Werte des Minimumpotentials werden in Edelgasen bei Verwendung stark elektropositiver Kathodenmetalle (K, Na, Ba, Mg) gefunden. Über die ersten Versuche, diese Tatsache für Vakuumsicherungen nutzbar zu machen, hat Verfasser in der E.T.Z. 1915, Heft 7, berichtet. Dabei hat es sich gezeigt, daß die Überschlagspannung in erheblichem Maße von der kathodischen Spitzenwirkung beeinflußt wird. In Neon-Helium (3 : 1) von 2 mm Druck betrug die Zündspannung bei flacher K-Kathode 130 Volt, bei spitzer Kathode (Al-Draht mit K-Überzug) 104 Volt. Nach einer längeren, durch den Krieg veranlaßten Unterbrechung wurden diese Arbeiten 1921 wieder aufgenommen, mit dem Ziele, die kritische Potentialdifferenz in Edelgasröhren auf ein Minimum herabzudrücken. Dabei wurde besonders auf Reinheit des Edelgases und völlige Gasfreiheit der Oberflächenschichten des elektropositiven Kathodenmetalles geachtet, nachdem es sich gezeigt hatte, daß an Metallegierungen, die in geschmolzenem Zustande, und zwar bei beträchtlichen Temperaturen (ca. 300°) und im höchsten Vakuum, in die Röhren eingeführt werden konnten, der normale Kathodenfall besonders niedrige Werte annimmt. Bei Erfüllung dieser Versuchsbedingungen hat sich dann weiter ergeben, daß die Überschlagspannung außer durch den Reinheitsgrad von Gasfüllung und Elektrodenmetall wesentlich durch die räumliche Anordnung der Elektroden beeinflußt wird, und zwar tritt neben der bekannten Wirkung des kathodischen Krümmungsradius eine sehr charakteristische Abhängigkeit der Zündspannung von der Ausdehnung des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden in Erscheinung. Unter gleichen Bedingungen ist die Zündspannung um so niedriger, je größer das von den Kraftlinien durchsetzte Gasvolumen ist.

Ein Bild dieser Verhältnisse gibt die Zahlentafel 1. Gemessen wurden die Minimumpotentiale in beiden Stromrichtungen bei folgenden Elektrodenanordnungen:

a) Zwei parallele Eisendrähte von je 0,8 mm Durchmesser, Abstand 4,4 mm, Länge 10 mm;

b) Ein Eisendraht von 0,8 mm Durchmesser und 10 mm Länge, in der Achse eines Eisenblechzylinders von 10 mm Höhe stehend, Abstand der Elektroden 4,4 mm (Zylinderradius 4,8 mm).

Die Zahlentafel lehrt, daß die V-Werte zwischen den parallelen Drähten stets höher liegen als bei gleichem Abstand zwischen Draht und zylindrischem Blech, und zwar sowohl wenn das Blech positiv, als auch wenn es negativ ist. Die $\triangle V$-Werte $(V_a - V_b)$ sind aber beträchtlich geringer, wenn der Draht negativ ist. Dies steht in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß die selbständige Entladung bei um so niedrigerer Spannung einsetzen muß, je stärker das Feld an der Kathode, je größer also die Beschleunigung der auf diese zufliegenden positiven Ionen wird. Die zweite Reihe der $\triangle V$-Werte zeigt aber, daß man die Verringerung des Minimumpotentials durch die Anordnung b nicht lediglich der Wirkung der vergrößerten Feldliniendichte an der Kathode zuschreiben darf, sondern daß der Einfluß der räumlichen Ausdehnung des Feldes tatsächlich deutlich vorhanden ist.

Nach dem Paschenschen Gesetz $V = f(p \cdot d)$ sollte das Funkenpotential V nur eine Funktion des Produktes aus Gasdruck p und Elektrodenabstand d, mithin der pro Flächeneinheit zwischen den Elektroden vorhandenen Gasmasse sein. Der hinzukommende Einfluß der räumlichen Ausdehnung des Feldes im Gase ließe sich allgemeingültig daraus ableiten, daß die Wahrscheinlichkeit der Entladung bei einer bestimmten Potentialdifferenz um so größer wird, je zahlreicher die zwischen den Elektroden zufällig vorhandenen freien Ladungsträger sind, deren Menge bei gegebenem Elektrodenabstand mit dem von den Kraftlinien erfüllten Gasvolumen wachsen wird. Das bei den Edelgasen besonders auffällige Hervortreten jenes Einflusses könnte dann vielleicht folgendermaßen erklärt werden:

Nach $V = f(p \cdot d)$ ist V eine Funktion der im Einheitsquerschnitt stattfindenden Anzahl von Zusammenstößen zwischen Elektronen und Gasmolekülen. Erfolgen diese Stöße schon bei geringen Elektronengeschwindigkeiten unelastisch, wie es in den von Paschen untersuchten Gasen der Fall ist, so spielt der durch Herausdiffundieren von Elektronen aus dem Felde mögliche Energieverlust selbst bei kleinen Elektrodenflächen keine erhebliche Rolle. Das heißt, die Vergrößerung des Feldvolumens setzt von einem gewissen Punkte ab das Minimumpotential nicht mehr wesentlich herab, da alle Elektronenstöße ausgenutzt werden. In Edelgasen stoßen aber die Elektronen bis zu hohen Geschwindigkeiten elastisch, sammeln also Energie auf einer großen Anzahl freier Wege an. Kann ein Teil davon durch Diffusion aus dem Felde entweichen, bevor die erreichte Geschwindigkeit genügt, um durch unelastischen Stoß die das „Zünden" einleitenden Anregungsvorgänge auszulösen, so geht Energie mit diesen Ladungsträgern teilweise unausgenutzt verloren. Die Wahrscheinlichkeit derartiger Verluste wird jedoch um so geringer, auf je längeren Teilen ihrer komplizierten Bahnen die Elektronen zwischen den feststehenden Elektroden verbleiben, d. h. je ausgedehnter der vom Felde erfüllte Raum senkrecht zur Richtung der Kraftlinien ist. In Übereinstimmung damit steht die aus der Zahlentafel 1 ersichtliche Tatsache, daß die Wirkung der Feldausdehnung mit abnehmendem Druck zunimmt (wegen der dabei wachsenden Diffusionsgeschwindigkeit der Elektronen) und daß sie in Neon-Helium ohne Argonzusatz größer ist als mit Argonzusatz, der die Anzahl der Zusammenstöße vermehrt.[1])

Nach Vorstehendem wäre also das Paschensche Gesetz für Edelgase zu schreiben:

$$V = f(p \cdot d,\ S),$$

wobei S von dem zwischen den Elektroden liegenden Gasvolumen abhängt. Diese Abhängigkeit ist durch die bisherigen Feststellungen noch nicht genügend geklärt, um eine einwandfreie Theorie des Raumeinflusses geben zu können. Sie ist Gegenstand weiterer Untersuchungen. Der Einfluß von S verschwindet in Gasen, in denen der Elektronenstoß schon bei geringen Geschwindigkeiten unelastisch ist, und auch in Edelgasen, sofern die Elektroden eine genügend große Fläche aufweisen. Unter diesen Bedingungen kann das Gesetz $V = f(p \cdot d)$ als streng gültig angesehen werden.[2])

---

[1]) Vgl. z. B. „Physica" II (1922), S. 87—89.

[2]) Die Theorie des Minimumpotentials beruht auf der Annahme der Vermehrung der Elektronen durch die Zusammenstöße bis zur Bildung ausreichender positiver Ionisation vor der Kathode. Gehen durch den Querschnitt $x = 0$ in der Zeiteinheit n_0 Elektronen in Richtung der X-Achse, so beträgt die Anzahl der Elektronen im Abstande x:

$$n_x = n_0 \cdot e^{\left(\alpha - \frac{\gamma}{\lambda}\right) x},$$

wenn α die Ausbeute an ionisierenden Stößen, γ die Ausbeute an Rekombinationen ist und λ die mittlere freie Weglänge der Elektronen bedeutet. Bei kleinem Drucke in einem Edelgas wirkt der Ausnutzung der Elektronenstöße in weit stärkerem Maße als die Rekombination die Diffusion aus dem Felde heraus entgegen; beträgt die Verlustziffer infolge Diffusion $\varepsilon = f(\lambda) = k \cdot \lambda$, so wird

$$n_x = n_0 \cdot e^{\left(\alpha - \frac{\gamma}{\lambda} - k \cdot \lambda\right) x},$$

so daß die Vermehrung der Elektronen durch die Diffusionsverluste tatsächlich außerordentlich beeinträchtigt werden kann. Die Diffusionsgeschwindigkeit ist der Beweglichkeit der Elektronen, also λ, proportional. Das Verhalten des Minimumpotentials wird so aus der hohen Elektronenbeweglichkeit in den Edelgasen verständlich.

Zahlentafel 1.

Minimumpotentiale in Edelgasen, gemessen zwischen Eisenelektroden von 10 mm Höhe und 4,4 mm Abstand, a) Draht-Draht, b) Draht-Zylindr. Blech.

Gas	Druck (mm)	Minimum-potential a) (*V*)	Minimum-potential b) (*V*) Blech + Draht −	△ *V*	Minimum-potential a) (*V*) (umgepolt)	Minimum-potential b) (*V*) Blech − Draht +	△ *V*
Neon-Helium (3 : 1) mit 1 v. H. Argon	8	176,1	149,4	26,7	176	171,4	4,6
	5,7	194,1	154,9	39,5	194	183,5	10,5
	3,9	224,3	164,9	59,4	220,6	196,9	23,7
Neon-Helium (3 : 1) ohne Argon	12	196,8	167,4	29,4	193,8	180,8	13,0
	8	208,4	173,4	35,0	218	196,4	21,6

Zahlentafel 2.

Minimumpotentiale in Edelgasen, gemessen zwischen konaxialen, kaliumüberzogenen Zylinderelektroden von 13 und 19 mm Durchmesser und 16 mm Höhe.

Neon-Helium (3 : 1)			Neon-Helium (3 : 1) mit 0,9 v. H. Argon			Argon		
Druck (mm)	Minimumpotential (*V*)		Druck (mm)	Minimumpotential (*V*)		Druck (mm)	Minimumpotential (*V*)	
	Äußerer Zylinder Kathode	Innerer Zylinder Kathode		Äußerer Zylinder Kathode	Innerer Zylinder Kathode		Äußerer Zylinder Kathode	Innerer Zylinder Kathode
20	107	111	20,0	80	76	14,0	98	98
18	109	109	18,0	80	76	12,1	95	95
14,9	108	108	16,5	81,5	76	10,0	90	95
11,7	110	106	14,0	82	76	8,2	87	91
9,7	113	106	12,5	84	78	5,0	84	85
8,1	116	107				4,0	85	84
6,8	116	109	8,0	86	82	2,8	88	83
5,6	118	111	6,5	90	84	2,0	89	82
4,25	122	115	4,6	95	90	1,1	93	90
1,8	140	135	2,0	115	118	0,6	105	99

Berücksichtigt man außer dem vorstehend beschriebenen Einfluß die Forderung höchster Reinheit von Gas und Elektrodenmetall, so erhält man weit niedrigere Zündspannungen, als sie von früheren Autoren angegeben worden sind. Z. B. fand Watson[1]) für K-Na-Kathoden in reinem Neon 145 bis 150 Volt, während unter sauberen Bedingungen zwischen großflächigen Elektroden etwa 90 Volt erhalten werden können. Die bei den Vakuumsicherungen aus praktischen Gründen notwendige Beschränkung der Gefäßabmessungen setzt jedoch dem Heruntergehen mit der Zündspannung eine Grenze, da man eben den Elektroden nicht beliebige Ausdehnungen geben kann.

Mittels Elektroden aus reinem Kalium, deren Größe ungefähr den für die fraglichen Röhren zulässigen Maßen entspricht, wurden bei verschiedenen Edelgasfüllungen die in Zahlentafel 2 zusammengestellten Ergebnisse gewonnen. Legierungen des Kaliums, selbst wenn sie bis zu 85 v. H. Schwermetall enthalten, zeigen ähnlich niedrige Werte des Minimumpotentials. Dies gilt besonders für Kalium-Quecksilber-Legierungen mit hohem Schmelzpunkt, weil bei diesen das Einbringen in die Röhre in flüssigem Zustande bei hoher Temperatur vor sich geht, d. h. von einer Abdestillation von Quecksilber und somit oberflächlicher Anreicherung des Alkalimetalles begleitet ist, das eine sehr dünne, von fremden Gasen freie, stark elektropositive Schicht bildet. In der Praxis wird daher eine Kalium-Quecksilber-Legierung mit etwa 14 v. H. K-Gehalt verwendet, deren Schmelzpunkt ungefähr bei 200° liegt und die sich außerdem durch völlige Ungefährlichkeit bei Berührung mit Wasser oder Flammen auszeichnet.

3. Ausführungen und Schaltungen der Edelgas-Vakuumsicherungen.

Die Ausführung einer normalen, vom Telegraphentechnischen Reichsamt als Quersicherung geschalteten Röhre zeigen die Figg. 1 und 2; und zwar gibt Fig. 1 die äußere Ansicht und die Maße in Millimetern wieder, während Fig. 2 die Elektrodenanordnung im Innern erkennen läßt. Die Röhre stimmt in den Abmessungen mit den bis-

[1]) Proc. Cambridge Phil. Soc., Vol. XVII, Teil 1, (1913), S. 99.

her gebräuchlichen Luftleer-Blitzableitern überein. Die in dem Glaskölbchen 1 befindliche Elektrode 4 ist ein mit Kalium-Quecksilber-Legierung überzogenes, zuvor gasfrei gemachtes Metalldrahtgewebe. Die aus der gleichen Legierung bestehende Masse der zweiten Elektrode 5 befindet sich teils am Boden, teils auf der zylindrischen Innenwandung der Röhre 1 und bildet insgesamt eine ausreichende Fläche. 6 und 7 sind die Einschmelzungen der Stromzuführungsdrähte für die Elektroden, 8 die beim Abschmelzen von der Pumpe zurückbleibende Spitze. 2 und 3 bedeuten die in üblicher Weise mit Schneidenkontakten versehenen Sockel. Der mittlere Elektrodenabstand beträgt etwa 3 mm. Als Gasfüllung wird in der Regel reines Argon unter 2 bis 4 mm Druck verwendet.

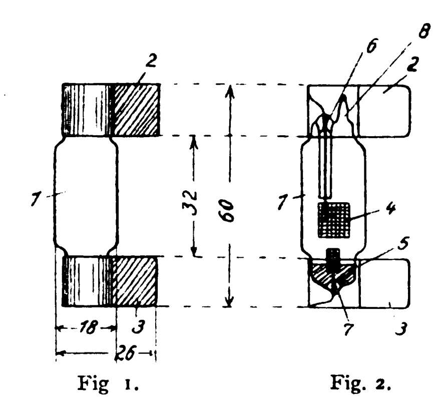


Fig 1. Fig. 2.

Eine solche Röhre spricht bei etwa 90 Volt Gleichstromspannung mit Lichtbogenentladung an.

Neben der vorstehend beschriebenen Zweielektrodenröhre ist eine Dreielektrodenröhre ausgebildet worden, welche hauptsächlich dazu dienen soll, die Entladung der beiden Zweige einer Fernsprechdoppelleitung zur Erde (über die dritte Elektrode) praktisch gleichzeitig zu bewirken, indem etwaiger Entladeverzug in der einen Strecke durch die Ionisierung der anderen Strecke beseitigt wird. Die Dreielektrodenröhre wird hauptsächlich von der französischen Thomson-Houston-Gesellschaft zur Sicherung der Teilnehmeranschlüsse benutzt. Für den Schutz von Eisenbahntelegraphenlinien, die mit 160 Volt Gleichstrom als Betriebsspannung gegen Erde arbeiten, wurde auf Anregung der genannten Gesellschaft eine Glimmstromsicherung durchgebildet, in welcher Entladung nur oberhalb 160 Volt möglich ist. Diese Röhre hat Elektroden aus Eisenblech in 3 mm Abstand und ist mit Argon von etwa 5 mm Druck gefüllt. Sie arbeitet in Verbindung mit einem schnellwirkenden Unterbrechungsrelais, welches durch den bei Überspannung gezündeten Glimmstrom zum Ansprechen gebracht wird und die gefährdeten Apparate von der Linie abschaltet. Hierzu genügen etwa 10 mA. Es sind jedoch auch größere Ausführungsformen derartiger Glimmstromschutzröhren hergestellt worden, die mit etwa 0,25 Ampere Entladungsstromstärke und in Reihe mit sogenannten „Feinsicherungen" (Hitzrollen) arbeiten.

Abgesehen von der normalen Verwendung als Quersicherung zum Ausgleich temporärer Überspannungen kann die neue Edelgasschutzröhre vorteilhaft als Abschaltsicherung benutzt werden, wenn ein Schmelzdraht von passender Stromstärke mit ihr in Reihe geschaltet ist. Der Lichtbogenwiderstand einer solchen Röhre beträgt etwa 6 Ω bei 1 Ampere und sinkt auf etwa 0,5 Ω bei 10 Ampere. Die Amperestärken der Schmelzsicherungen haben sich nach dem Leitungswiderstande zu richten, der in Reihe mit der Röhre liegt. Übersteigt er nicht 25 Ω, so können Schmelzsicherungen für 3 Ampere vorgesehen werden; bei höherer Ohmzahl ist die Durchschmelzstromstärke entsprechend niedriger anzusetzen. Die Röhren ertragen 3 Ampere und mehr bei einer über den Bedarf weit hinausgehenden Anzahl von Entladungen ohne merkliche Abnutzung. Sie sind daher als

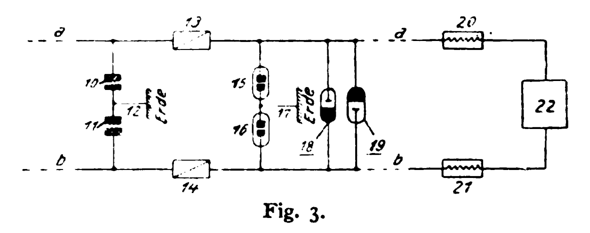


Fig. 3.

Spannungsbegrenzer in Verbindung mit Schmelzsicherungen, elektromagnetischen Ausschaltern usw. für viele technische Zwecke zu verwenden.

Fig. 3 veranschaulicht die Schaltung der Zweielektrodenröhre als Quersicherung. Es seien *a* und *b* die Zweige der Fernsprechdoppelleitung, in welche zwei Schmelzsicherungen 13, 14 und zwei Feinsicherungen 20, 21 eingeschaltet sind. 22 bezeichnet den Fernschrank, bzw. den in der Schleife liegenden Fernhörer. Die Ziffern 10 bis 17 veranschaulichen die gesamte, früher gebräuchliche Schutzanordnung; und zwar bedeuten 10, 11 zwei Platten- oder Grobblitzableiter mit gemeinsamer Erdleitung 12; 15, 16 zwei Luftleerblitzableiter mit Kohleelektroden, die beide durch die Leitung 17 geerdet sind. Derartige Röhren alter Ausführung geben infolge ihrer Ungleichheit, wie oben beschrieben, Veranlassung zu schädlichen Spannungsunterschieden am Fernhörer. Diese werden nun durch die beiden Quersicherungen mit Edelgasfüllung 18, 19 beseitigt. Die Edelgasröhren zeigten in der ursprünglichen Bauart eine gewisse Polarität, d. h. ungleiche Stromdurchlässigkeit in beiden Richtungen. Mit Rücksicht darauf wurden zwei Röhren gewählt, und zwar ist Röhre 18 in dem einen, Röhre 19 in dem anderen Sinne eingeschaltet. Durch die Benutzung zweier Quer-

sicherungen gewinnt die Anordnung noch insofern an Sicherheit, als sie selbst nach Beschädigung einer derselben noch einen guten Schutz der Apparate im Fernschrank 22 gewährleistet. Neuerdings werden jedoch auch Röhren in praktisch unpolarisierter Form hergestellt, so daß grundsätzlich nur eine einzige Quersicherung erforderlich ist Durch deren Ansprechen in Form eines Lichtbogens wird die akustische Wirkung im Fernhörer auf ein schwaches Ticken reduziert. Die Ströme von Rufmaschinen höherer Spannung (60 bis 70 Volt eff.) bringen in den Quersicherungen nur eine Glimmentladung hervor, welche sie nicht nachteilig schwächt und zudem dadurch vorteilhaft verändert, daß sie die scharfen Spitzen ihrer Spannungskurve beseitigt. Die Lebensdauer der Quersicherungen in der angegebenen Schaltung nach Fig. 3 ist sehr hoch. Bei der Prüfung mittels Kondensatorentladungen von etwa 1 Ws. Energie hielten die Röhren teilweise mehr als 10000 Durchschläge aus. Sie werden von der Julius Pintsch Aktiengesellschaft, Berlin, Abt. Glimmlicht, hergestellt.

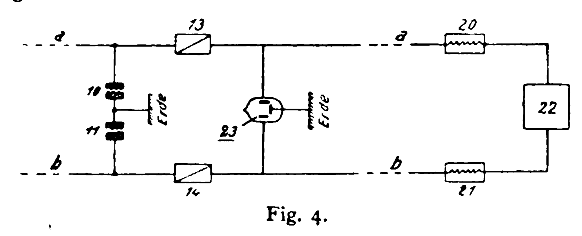


Fig. 4.

Fig. 4 zeigt die nach dem Voraufgehenden ohne weiteres verständliche Schaltung der Dreielektrodenröhre. Diese vereinigt die verschiedenen Funktionen der vier Röhren 15, 16, 18, 19 der Fig. 3 in einer einzigen. Die Grobblitzableiter 10, 11, die Grobsicherungen 13, 14 und die Feinsicherungen 20, 21 sind beibehalten. Die Röhre 23 gleicht temporäre Überspannungen zwischen dem *a*- und dem *b*-Zweige von etwa 90 Volt ab aus und schützt so den Fernhörer. Bei genügend andauerndem Potentialunterschied des *a*-Zweiges gegen den *b*-Zweig von 90 bis 95 Volt Gleichstrom bzw. 95 bis 100 Volt Wechselstrom löst sie die Grobsicherungen 13, 14 aus. Dies ist z. B. der Fall, wenn Berührung der Linie mit Starkstromleitungen von 110 Volt ab aufwärts eintritt. Das Gleiche erfolgt, wenn einer der beiden Zweige der Doppellinie oder beide zugleich eine Spannung von der angegebenen Höhe gegen Erde erhalten. Die Dreielektrodenröhre bildet daher den besten Schutz gegen alle vorkommenden Störungen. Erweist sie sich bei Leitungen mit starker induktiver Beeinflussung als zu empfindlich, so wird die Schaltung nach Fig. 4 in der Weise geändert, daß die Überschlagspannung der Röhre 23 durch Verwendung von Aluminiumelektroden und durch eine Füllung von Argon unter relativ hohem Druck auf 200 bis 300 Volt heraufgesetzt wird und daneben eine Zweielektrodenröhre nach Fig. 1 zwischen dem *a*- und dem *b*-Zweig als Quersicherung eingeschaltet ist, die bei 90 Volt anspricht und den Fernhörer schützt.

Zusammenfassung.

Nach einer allgemeinen Erörterung des Wesens und der Bedeutung von Überspannungssicherungen werden die für den Überspannungsschutz von Fernmeldeanlagen besonders geeigneten Vakuumsicherungen besprochen. Die bisherigen Ausführungsformen haben noch zu hohe Ansprechspannungen und unzureichende Konstanz ihrer Leitfähigkeitseigenschaften. Verf. ist auf Grund von Untersuchungen über das Minimumfunkenpotential in Edelgasen, die insbesondere dem Einfluß von Elektrodenform und -größe galten, zu einer neuen, edelgasgefüllten Vakuumsicherung gelangt, deren Elektroden aus einem stark elektropositiv wirkenden, aber die Gefahren reiner oder legierter Alkalimetalle vermeidenden Kaliumquecksilberamalgam bestehen.

Die Ansprechspannung solcher Röhren liegt zwischen 90 und 100 Volt; ein Bedürfnis nach weiterer Erniedrigung, die an sich auf Grund der gefundenen Minimumpotentialwerte möglich wäre, ist mit Rücksicht auf die hohen Betriebsspannungen der Rufmaschinen nicht vorhanden. Die Schaltungen, in denen die beschriebenen Röhren bisher praktische Erfolge gezeitigt haben, sowie speziellere Ausführungsformen der Edelgasüberspannungsventile werden erläutert.

(Eingegangen am 11. Dezember 1922.)

Verstärkertheorie des Röhrensenders.

Von E. J. Gumbel, Heidelberg.

1. Die bisherige Darstellung der Charakteristik.

Die sogenannte Charakteristik des Röhrensenders besteht aus einer Kurvenschar, die den Verlauf des Emissionsstromes J in seiner Abhängigkeit vom Gitterpotential v_g und vom Anodenpotential v_a angibt. Um diese Funktion zu kennen, müßte man die Vorgänge in der Röhre selbst untersuchen. Um dies zu vermeiden, greift man zu empirischen Formeln. Für ihre Güte ist dann nur die durch sie erzielte Anpassung an die Wirklichkeit maßgebend.

Gewöhnlich nimmt man an, der Strom hänge linear von den beiden Potentialen ab, so daß

$$J = a v_g + b v_a + k .$$

Die Größen a und b haben hier eine einfache Bedeutung, denn

$$a = \frac{\partial J}{\partial v_g}, \qquad b = \frac{\partial J}{\partial v_a}.$$

Man pflegt daher a als die Steilheit, b/a als den Durchgriff zu bezeichnen. Die so bestimmte Kurvenschar gibt den Verlauf der Charakteristik nur für eine beschränkte Umgebung der Beobachtungen wieder, mit deren Hilfe man die Konstanten bestimmt hat. Entfernt man sich von ihnen, so wird der Zuwachs von J mit wachsendem v_a und v_g kleiner und hört zuletzt auf. Dies kann die lineare Charakteristik nicht wiedergeben und die Abweichung zwischen Formel und Beobachtung wächst mit den v's. Genau das gleiche gilt für die von Langmuir aufgestellte Formel

$$J = \frac{1}{K}(v_g + \alpha v_a)^{3/2}.$$

2. Die Abhängigkeit des Stromes vom Gitterpotential bei konstantem Anodenpotential.

Um diesen Nachteil zu beseitigen wird im folgenden eine rein empirische Darstellung vorgeschlagen. Beschränken wir uns zunächst auf die Abhängigkeit des J von v_g. Wir gehen davon aus, daß die Kurven im wesentlichen symmetrisch gebaut sind, in bezug auf einen Punkt, dessen Stromstärke gleich dem halben Sättigungswert. Wir fordern von unserer Funktion f, daß ihre Ableitung am Symmetriepunkt einen bestimmten Wert S habe, und daß die Funktion im Unendlichen einen endlichen Wert besitze. Ferner soll die Funktion ungerade sein. Diese Forderungen dienen dazu, um den Charakter der Kurve, die Steilheit und den Sättigungsstrom wiederzugeben. Wählt man den Symmetriepunkt zum Koordinatenanfangspunkt, so soll

$$f(-x) = -f(x) \qquad (1)$$

$$\frac{df(x)}{dx} = S \text{ für } x = 0 \qquad (2)$$

$$f(\infty) = G \qquad (3)$$

sein, wobei S und G die aus der Beobachtung ermittelten Werte der Steigung und des halben Sättigungsstromes haben.

Da es keine rationale Funktion gibt, die diesen Eigenschaften genügt, muß man zu transzendenten Funktionen greifen. Die einfachsten sind die hyperbolischen, da sie nur aus Kombinationen von Exponentialfunktionen bestehen. Da Tgx für $x = \infty$ den Wert 1 hat, braucht man ihn nur mit einem konstanten Faktor m zu multiplizieren, um der Bedingung 3 zu genügen. Ferner ist der Tg eine ungerade Funktion. Man setze also an

$$y = f(x) = m\,Tg\,x = m\frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}},$$

so ist für $x = \infty \quad y = m$

$x = 0 \quad y' = m.$

Um diese beiden Gleichungen in die Bedingungen (2) und (3) zu überführen, setze man an $y = m\,Tg\,n\,x$, wobei m und n durch S und G auszudrückende Konstanten sind.

Man hat demnach für

$$x = 0 \quad y = 0$$

$$x = 0 \quad y' = m \cdot n = S$$

$$x = \infty \quad y = m \operatorname{sign} n = G.$$

Wählt man m positiv, so muß auch n positiv sein. Also ergeben sich die beiden Konstanten m und n aus

$$m = G \qquad n = S : G.$$

Demnach sind unsere drei Bedingungen durch den Ansatz $y = G\ Tg(Sx : G)$ erfüllt. Die Funktion ist ungerade und hat den gewünschten Symmetriewert, Steigung und Sättigungswert. Wir müssen

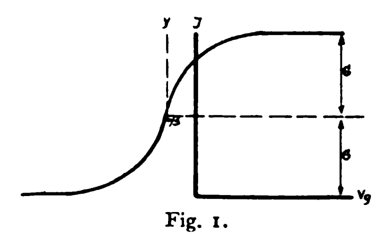


Fig. 1.

jetzt noch an Stelle x und y wieder J und v_g einführen. Ex definitione ist der Abstand des Symmetriepunktes von der v_g-achse gleich G also

$$y = J - G \qquad x = v_g + \beta \quad \text{(Fig. 1).}$$

Dann wird

$$J = G\left(1 + Tg\frac{S}{G}(v_g + \beta)\right) \qquad (4)$$

die gewünschte Funktion, welche die beobachtete Kurve darstellt.

Darin bedeutet $2G$ den Sättigungswert, S die Steigung am Symmetriepunkt, und β die Gitterspannung, die dem halben Sättigungswert entspricht.

Da der Tangens hyperbolicus sehr rasch seinen Grenzwert 1 annimmt, so nähert sich auch die Kurve ihren beiden Grenzwerten 0 und $2G$ sehr rasch.

Numerisches Beispiel.

Für die im Jahrbuch für drahtl. Tel. Bd. 12, H. 4, S. 355 behandelte Anordnung und für $v_a = 40$ Volt ist der Sättigungsstrom 360 m Amp. Man bekommt also $G = 180$ m.Amp. Die Steilheit am Symmetriepunkt ist (vgl. Fig. 2)

$$S = 18{,}15 \cdot 10^{-3} \text{ Amp.} : \text{Volt}$$

und die hierzu gehörige Gitterspannung ist $\beta = 20{,}6$ Volt. Also $S:G = 0{,}101$. Die Abhängigkeit des J von v_g lautet also für dieses v_a

$$J = 180\,(1 + Tg\ 0{,}101\,(v_g + 20{,}6))\,.$$

Wir wollen unsere Formel mit den Beobachtungen vergleichen. Unter Verwendung von

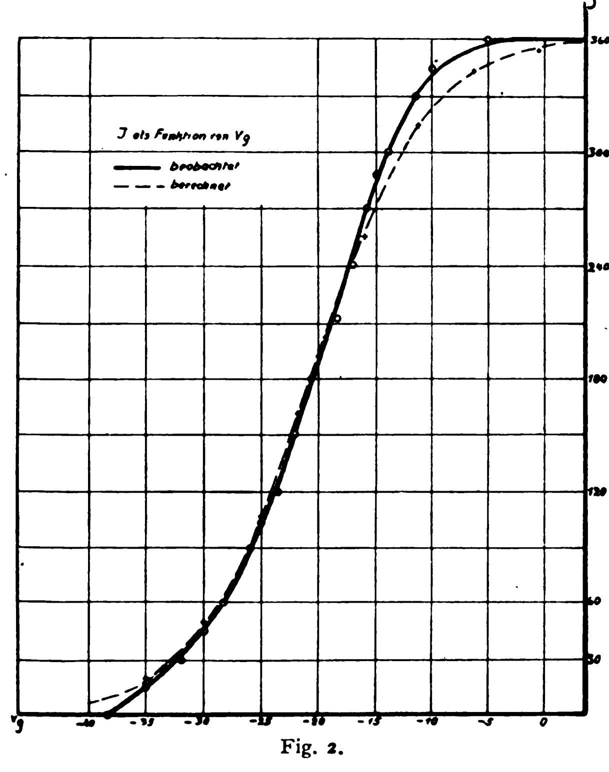


Fig. 2.

Ligowskis Tabellen der hyperbolischen Funktionen, S. 66 u. ff., bekommt man folgende Tabelle:

v_g	$0{,}101 \times (v_g + 20{,}6)$	J berechnet	J beobachtet
− 45	− 2,46	2	0
− 40	− 1,96	6	0
− 35	− 1,45	17	13
− 30	− 0,948	47	45
− 25	− 0,445	105	100
− 21,7	− 0,111	160	160
− 20,6	− 0	180	180
− 19,5	+ 0,111	200	200
− 16,2	+ 0,445	255	255
− 11,2	+ 0,948	313	335
− 6,2	+ 1,45	343	356
− 1,2	+ 1,96	354	360
+ 3,8	+ 2,46	358	360

Die Anpassung ist also, wie man sieht, sehr gut. (Vgl. Fig. 2).

3. Die Abhängigkeit des Stromes von den beiden Potentialen.

Um auch die Abhängigkeit des Stromes vom Anodenpotential zu berücksichtigen, wird man die eingeführten Konstanten G und β als Funktionen von v_a betrachten. Dagegen zeigt die Figur 5, die ebenfalls dem Jahrbuch, Bd. 12 entnommen ist, daß die Steigung S der verschiedenen Kurven angenähert als konstant betrachtet werden kann. G und β lassen sich als lineare Funktionen von v_a betrachten. Man setze an

$$G = G_0 + v_a \frac{\Delta G}{\Delta v_a} \qquad \beta = \beta_0 + v_a \frac{\Delta \beta}{\Delta v_a},$$

wo die

$$G_0,\ \beta_0,\ \frac{\Delta \beta}{\Delta v_a},\quad \frac{\Delta G}{\Delta v_a}$$

Konstante sind. Bei ihrer Ermittlung sind sämtliche Kurven gleichmäßig zu berücksichtigen. Setzt man diese Werte in (4) ein, so wird

$$J = \left(G_0 + v_a \frac{\Delta G}{\Delta v_a}\right) \left(1 + Tg\, S \frac{v_g + \beta_0 + v_a \dfrac{\Delta \beta}{\Delta v_a}}{G_0 + v_a \dfrac{\Delta G}{\Delta v_a}}\right).$$

Durch Vergleich mit der linearen Charakteristik läßt sich dies leicht auf eine elegantere Form bringen. In der Umgebung des Symmetriepunktes ist das Argument des Tg sehr klein und man kann den Tg durch den Winkel ersetzen.

$$Tg\, x = x$$

liefert hierfür

$$J = G_0 + v_a \frac{\Delta G}{\Delta v_a} + S\left(v_g + \beta_0 + v_a \frac{\Delta \beta}{\Delta v_a}\right).$$

Andererseits gilt für dieselbe Umgebung

$$J = a\, v_g + b\, v_a + k\,.$$

Man setze also

$$a = S; \quad b_1 = \frac{\Delta G}{\Delta v_a}; \quad b_2 = S \frac{\Delta G}{\Delta v_a}$$

$$c_1 = G_0; \quad c_2 = S \beta_0$$

$$\text{und} \quad b_1 + b_2 = b; \quad c_1 + c_2 = k\,.$$

Dabei bedeuten G_0 und β_0 die Koordinaten des Symmetriewertes der Kurve, die zu $v_a = 0$ gehört,

$\dfrac{\Delta G}{\Delta v_a}$ die Veränderung des Symmetriewertes von J mit dem Anodenpotential

$\dfrac{\Delta \beta}{\Delta v_a}$ die Veränderung des zum Symmetriewertes von J gehörigen Gitterpotentials mit dem Anodenpotential

$S = \dfrac{\Delta J}{\Delta v_g}$ die Veränderung der Stromstärke des Symmetriepunktes mit dem Gitterpotential.



So bekommt man für die Charakteristik die einfache Gleichung

$$J = (c_1 + b_1 v_a)\left(1 + Tg\,\frac{a\,v_g + b_2 v_a + c_2}{c_1 + b_1 v_a}\right). \qquad (5)$$

Sie gibt den gewünschten Verlauf, Sättigungswert und Steigung im Symmetriepunkt. Die 5 auftretenden Konstanten haben alle eine einfache physikalische Bedeutung.

Numerisches Beispiel.

Man bestimmt zunächst die Steilheit für irgendeine Kurve. Dann tabelliert man die Abhängig-

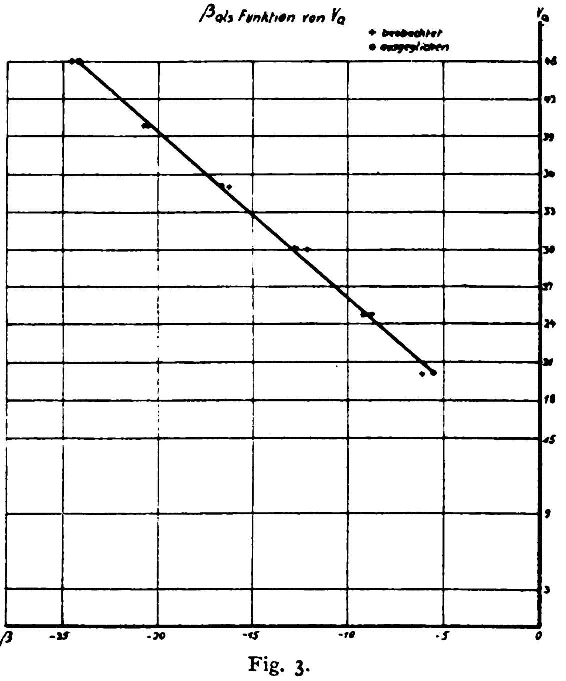


Fig. 3.

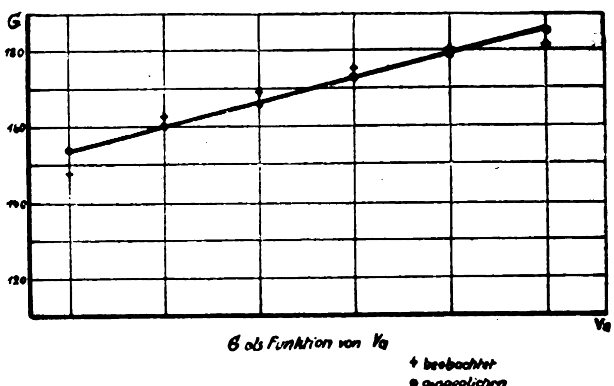


Fig. 4.

keit der Größen G und β von v_a und erhält hierfür aus der Figur 5

v_a	β	G
45	24,6	181,5
40	20,6	180
35	16,3	175
30	12,2	169
25	8,8	163
20	6,2	148

Da diese Größen unter dem Tg vorkommen, dieser aber nur für zweistellige Argumente tabelliert ist, lohnt es sich nicht diesen Zusammenhang allzugenau wiederzugeben. Es ist daher im folgenden einfach eine graphische Ausgleichung vorgenommen worden, die wie man aus der Figur 3 und 4 sieht, genügend gute Resultate gibt. Wenn dies in einem Fall nicht genügt, müßte man ein analytisches Ausgleichverfahren zur Bestimmung der 4 Konstanten verwenden.

Die Anpassung ergab

$$\beta = 0{,}751\, v_a - 9{,}62$$
$$G = 1{,}28\; v_a + 127{,}8\,.$$

Setzt man dies ein, so bekommt man für die ganze Kurvenschar

$$J = (127{,}8 + 1{,}28\, v_a)\left(1 + Tg\,\frac{18{,}15\,(v_g + 0{,}751\, v_a - 9{,}62)}{127{,}8 + 1{,}28\, v_a}\right).$$

Um die Güte der Anpassung zu kontrollieren sind im folgenden 4 der Kurven berechnet und in Figur 5 mit den Beobachtungen verglichen. Man sieht daraus, daß die Anpassung auch für die ganze Kurvenschar gut ist.

Um eine Charakteristik durch die Formel (5) wiederzugeben, bestimmt man also zunächst die Steilheit a der Kurven im mittleren geradlinigen Verlauf. Hierauf tabelliert man die Abhängigkeit der beiden Koordinaten des Symmetriepunktes von dem zugehörigen v_a und bestimmt hieraus auf graphischem Weg zwei lineare Funktionen für die Ordinate

$$G = c_1 + b_1 v_a$$

und für die Abszisse

$$\beta = \frac{c_2}{a} + \frac{b_2}{a} v_a$$

und hieraus durch je 2 Beobachtungen

$$c_1;\quad b_1;\quad c_2;\quad b_2\,.$$

Demnach besteht die ganze Arbeit bei der Anpassung der Formel (5) im Messen eines Winkels und in der Auflösung zweier Paare von linearen Gleichungen mit je zwei Unbekannten.

4. Vereinfachung der Formel und die Bedeutung der Röhrenkonstanten.

Im allgemeinen besteht der Einfluß einer Abnahme der Anodenspannung nur in einer Ver-

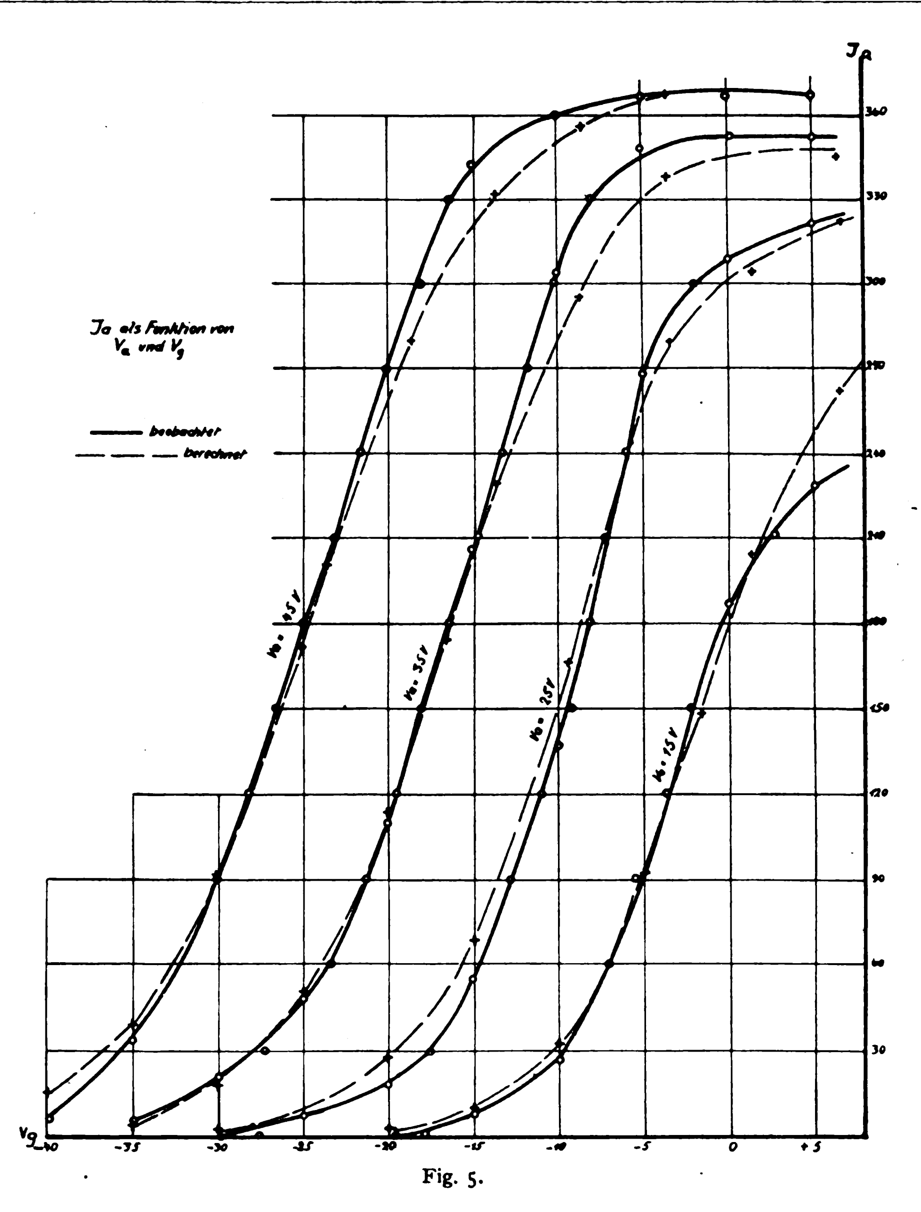


Fig. 5.

schiebung der Stromkurve nach rechts, wobei die Form der Kurve und insbesondere der Sättigungswert erhalten bleibt. Daher kann man setzen

$$b_1 = 0; \quad b_2 = b; \quad c_1 = c; \quad c_2 = d.$$

Die endgültige Formel lautet demnach

$$J = c\left(1 + Tg\,\frac{a v_g + b v_a + d}{c}\right), \qquad (6)$$

wobei a die Steigung beim geradlinigen Verlauf der Kurve

$\frac{b}{a}$ den sogenannten Durchgriff,

$2a$ den Sättigungsstrom,

$-\frac{d}{b}$ den Wert des Anodenpotentials bedeutet, das für $v_g = 0$ als Stromstärke den halben Sättigungswert ergibt.

Z. B. für die bei Barkhausen im Jahrbuch für drahtlose Telegraphie 1919 (S. 38) angeführte Kurve ergibt sich

$$J = 0{,}482\left(1 + Tg\,\frac{0{,}1\,v_g + 0{,}0109\,v_a - 0{,}711}{0{,}482}\right).$$

Auch hier zeigt sich gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen (vgl. Fig. 6). Im folgenden wird diese vereinfachte Formel zugrunde gelegt.

Man pflegt zu definieren

als Steilheit

$$S = \frac{\partial J}{\partial v_g},$$

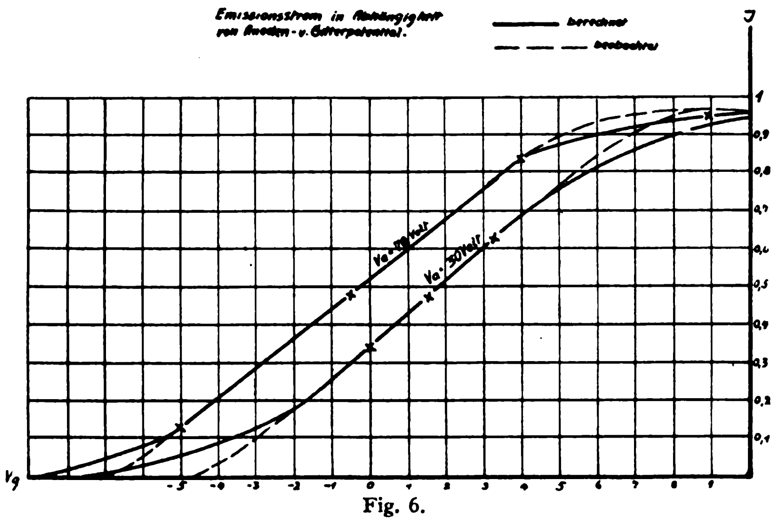


Fig. 6.

welchem äußerem Widerstand R die Leistung des Verstärkers $J^2 R$ ein Maximum ist. Für die lineare Annahme der Charakteristik ist die Antwort hierauf einfach

$$R = R_i. \tag{10}$$

Man betrachte die Schaltung in Figur 7, bei der man, so lange die Gitterspannung negativ ist, den Gitterstrom gegenüber dem Anodenstrom vernachlässigen darf, so daß der Gesamtström gleich dem Anodenstrom gesetzt wird.

Die Gitterspannung ist dabei

$$V_g + v_g$$

Die Anodenspannung

$$V_a - R J.$$

als Durchgriff

$$D = \frac{\partial v_g}{\partial v_a}$$

und als inneren Widerstand

$$R_i = \frac{\partial v_a}{\partial J}$$

wobei man durch einfachen Ansatz der partiellen Differentiation erhält $S \cdot R_i \cdot D = 1$.

Bei dem obigen Ansatz ist

$$S = c(1 - Tg^2) \cdot \frac{a}{c} = \frac{a}{c} J(1 - Tg) =$$

$$\frac{a}{c} J\left(2 - \frac{J}{c}\right),$$

für $J = c$ ist also $S = a$. (7)

Der innere Widerstand ergibt sich als

$$\frac{1}{R_i} = \frac{b}{c} J\left(2 - \frac{J}{c}\right),$$

so daß für

$$J = c, \quad R_i = \frac{1}{b} \tag{8}$$

Endlich ist für $J = c$

$$D = \frac{b}{a}. \tag{9}$$

S und R_i ändern sich je nach dem Arbeitspunkt, während D konstant ist. Das Maximum von S ist a, das von $1/R_i$ ist b; d. h. die Werte die bei der linearen Annahme der Charakteristik für beide Größen angenommen werden. Demnach haben alle in der neuen Formel vorkommenden Größen eine physikalische Bedeutung und einfache Beziehungen zu den in der linearen Charakteristik auftretenden Konstanten.

5. Die maximale Leistung beim Verstärker.

Im folgenden soll als Anwendung der oben aufgestellten Formel (6) untersucht werden, bei

Setzt man dies in den Ansatz für den Anodenstrom ein, so wird

$$J = c\left(1 + Tg\frac{a V_g + a v_g + b V_a - b R J + d}{c}\right).$$

Der Strom besteht nun aus einem Gleichstrom I und einem Wechselstrom i. Beide sind zu trennen. Denn es kommt uns nur auf die Leistung des Wechselstroms an. Für den Gleichstrom I gilt dabei

$$I = c\left(1 + Tg\frac{a V_g + b V_a - b R I + d}{c}\right).$$

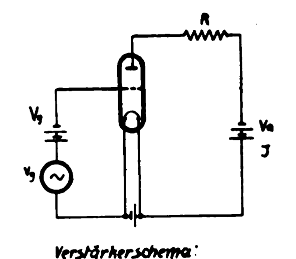


Fig. 7.

Unser Problem lautet nun: Für welches R ist $i^2 R = (J - I)^2 R$ ein Maximum?

Die Durchführung der Rechnung geht nach denselben physikalischen Gedankengängen vor sich, wie bei der üblichen linearen Annahme, nur ist die Berechnung analytisch etwas umständlicher. Denn der Wechselstrom ist uns hier nur als Differenz zweier explizit nicht angebbarer Ausdrücke für den Gesamtstrom und den Gleichstrom gegeben. Im Grunde genommen handelt es sich natürlich nur darum $i^2 R$ nach R zu differenzieren, gleich Null zu setzen und hieraus R zu berechnen.

Um dies durchzuführen, forme man die Gleichungen für den Gesamtstrom und für den Gleichstrom um. Ist nämlich

$$y = Tg\,x = \frac{e^{2x} - 1}{e^{2x} + 1},$$

so ist

$$x = \tfrac{1}{2} \lg \frac{1 + y}{1 - y}.$$

Also ist

$$a V_g + a v_g + b V_a - b R J + d = \frac{c}{2} \lg \frac{J}{2c - J}$$

und

$$a V_g + b V_a - b R I + d = \frac{c}{2} \lg \frac{I}{2c - I}.$$

Diese beiden Gleichungen für den Anodenstrom und den Anodengleichstrom verwandle man weiter in

$$e^{\frac{2}{c} bRJ - \frac{2}{c}(a V_g + a v_g + b V_a + d)} =$$

$$\frac{2c}{J} - 1 = \frac{4bR}{\frac{2}{c} J b R} - 1$$

und

$$e^{\frac{2}{c} bRI - \frac{2}{c}(a V_g + b V_a + d)} = \frac{4bR}{\frac{2}{c} I b R} - 1.$$

Führt man nun die Bezeichnungsweisen ein

$$\frac{2JbR}{c} = y; \quad \frac{2}{c}(a V_g + a v_g + b V_a + d) = \alpha,$$

$$\frac{2IbR}{c} = z, \quad \frac{2}{c}(a V_g + b V_a + d) = \alpha_1,$$

so reduziert sich das Problem auf die Frage: Für welches R ist $\frac{(y - z)^2}{R}$ ein Maximum, wenn gleichzeitig

$$e^{y - \alpha} - \frac{4bR}{y} + 1 = 0$$

und

$$e^{z - \alpha_1} - \frac{4bR}{z} + 1 = 0.$$

Dabei spielt $\frac{y - z}{R}$ die Rolle des Wechselstroms, α_1 hängt nur von den angelegten konstanten Spannungen und Röhrenkonstanten, α außerdem noch von der angelegten Gitterwechselspannung ab.

6. Auflösung der Gleichungen.

Nach einem bekannten Verfahren von Lagrange bekommt man für dieses Maximum mit Nebenbedingungen 3 Gleichungen in denen zwei willkürliche Parameter λ und μ vorkommen. Dazu kommen noch die beiden Nebenbedingungen, so daß man für die 5 Unbekannten λ, μ, R_{max}, y_{max}, z_{max} die fünf Gleichungen hat

$$\frac{-2(y - z)}{R} + \mu \left(e^{z - \alpha_1} + \frac{4bR}{z^2}\right) = 0,$$

$$\frac{2(y - z)}{R} + \lambda \left(e^{y - \alpha} + \frac{4bR}{y^2}\right) = 0,$$

$$\frac{(y - z)^2}{R^2} + \lambda \frac{4b}{y} + \mu \frac{4b}{z} = 0,$$

$$e^{y - \alpha} = \frac{4bR}{y} - 1, \quad e^{z - \alpha_1} = \frac{4bR}{z} - 1.$$

Diese lassen sich einfach auf ein System von 3 Gleichungen reduzieren. Berechnet man nämlich λ und μ aus den beiden ersten und setzt sie in die dritte ein, so wird sie zu

$$\frac{y - z}{8bR} - \frac{1}{y\left(e^{y - \alpha} + \frac{4bR}{y^2}\right)} + \frac{1}{z\left(e^{z - \alpha} + \frac{4bR}{z^2}\right)} = 0$$

und, indem man die Exponentialausdrücke durch die vierte und fünfte Gleichung ersetzt, auf gemeinsamen Nenner bringt und ausmultipliziert bekommt man

$$\frac{y - z}{8bR} = \frac{4bR(y - z) + yz(y - z)}{(4bR - y^2 + 4bRy)(4bR - z^2 + 4bRz)}$$

Demnach reduzieren sich die fünf Gleichungen auf

$$1 = \frac{1}{2bR} \frac{4bR + yz}{\left(1 + y - \frac{y^2}{4bR}\right)\left(1 + z - \frac{z^2}{4bR}\right)} \quad (11)$$

$$e^{y - \alpha} = \frac{4bR}{y} - 1; \quad (12)$$

$$e^{z - \alpha_1} = \frac{4bR}{z} - 1, \quad (13)$$

wobei

$$\alpha = \frac{2}{c}(a V_g + a v_g + b V_a + d); \quad (14)$$

$$\alpha_1 = \frac{2}{c}(a V_g + b V_a + d). \quad (15)$$

Hat man also einen bestimmte Röhrentyp d. h. einen bestimmten Sättigungsstrom $2c$, eine bestmmte Steigung a, einen bestimmten inneren Widerstand $1/b$ und eine bestimmte Konstante d, so ergeben sich für eine zu wählende konstante Anoden- bzw. Gitterspannung V_a u. V_g und einen zu wählenden Effektivwert der zu verstärkenden Gitterspannung v_g ohne weiteres die Konstanten α und α_1 aus (14) und (15). Im Gegensatz zu der linearen Annahme der Charakteristik läßt sich das R, das die Leistung zu einem Maximum macht, nicht explizit anschreiben. Wohl aber gibt es ein einfaches Verfahren, das diesen Wert mit jeder gewünschten numerischen Genauigkeit anzugeben gestattet. Setzt man nämlich für bR bestimmte in der Umgebung von 1 gelegene Werte

in die beiden Gleichungen (12) und (13) ein, so kann man hieraus y und z durch das rasch konvergierende Verfahren der sukzessiven Approximationen als Funktionen von bR bestimmen. Setzt man nun in die Gleichung (11) wieder für bR beliebige, in der Umgebung von 1 gelegene Werte ein und für y und z die dazugehörigen Werte, so liefert die Bedingung, daß die rechte Seite gleich Eins sein soll, denjenigen Wert von bR für den $i^2 R$, die Verstärkerleistung, ein Maximum ist, in Abhängigkeit von den Röhrenkonstanten α und α_1, im Gegensatz zur linearen Charakteristik, wo bR stets eine Konstante, gleich Eins ist. Für einen bestimmten Röhrentypus erhält man natürlich auch ein ganz bestimmtes R.

Der äußere Widerstand, der die Verstärkerleistung zu einem Maximum macht läßt sich also hier in seiner Abhängigkeit von den durch die Konstruktionsrücksichten gegebenen Daten berechnen.

Zusammenfassung.

Es wird eine empirische Formel für die Charakteristik des Röhrensenders vorgeschlagen, welche 4 einfach zu bestimmende Konstanten aufweist. Mit ihrer Hilfe wird untersucht, bei welchem Widerstand man eine maximale Leitung des Verstärkers bekommt.

(Eingegangen am 15. Dezember 1922.)

Mitteilungen aus Technik und Industrie.

Federdrehwagen (Torsionswagen) zum Schnellwägen leichter Körper der Hartmann & Braun A.-G., Frankfurt am Main.

Hartmann & Braun A.-G., Frankfurt am Main, haben vor Jahren die nachstehend beschriebene Federdrehwage (Torsionswage) auf den Markt gebracht, bei welcher sie die auf dem Gebiete der elektrischen Meßgeräte mit Spiralfedern gewonnenen Erfahrungen ausnützten. Diese Federwage vereinigt in sich eine sehr große Genauigkeit — die allerdings die Genauigkeit der zweiarmigen chemischen Wagen nicht ganz erreichen kann, aber dennoch außerordentlich hoch ist — mit der größten Schnelligkeit der Wägungen.

Wie die Fig. 1 zeigt, enthält die Wage eine mit geschliffenen Stahlspitzen in Edelsteinpfannen gelagerte Drehachse a, auf der eine große Spiralfeder F und außerdem eine kleine Spiralfeder f sitzen. Die inneren Enden der beiden Federn sind mit der Achse a fest verbunden. Auf der Achse sitzt ferner der Wagebalken w mit dem Aufhängehäkchen h und dem Wagebalkenzeiger b, und außerdem eine Aluminiumdämpferscheibe s, die sich ohne Reibung in dem engen Luftspalt eines kräftigen Stahlmagneten m bewegt und durch die bekannte Wirkung der elektrischen Wirbelströme die Schwingungen des Wagebalkens schnellstens zur Ruhe bringt.

Das äußere Ende der Spiralfeder F ist mit dem Skalenzeiger c verbunden, der mittels des Einstellhebels d so über die Skale gedreht werden

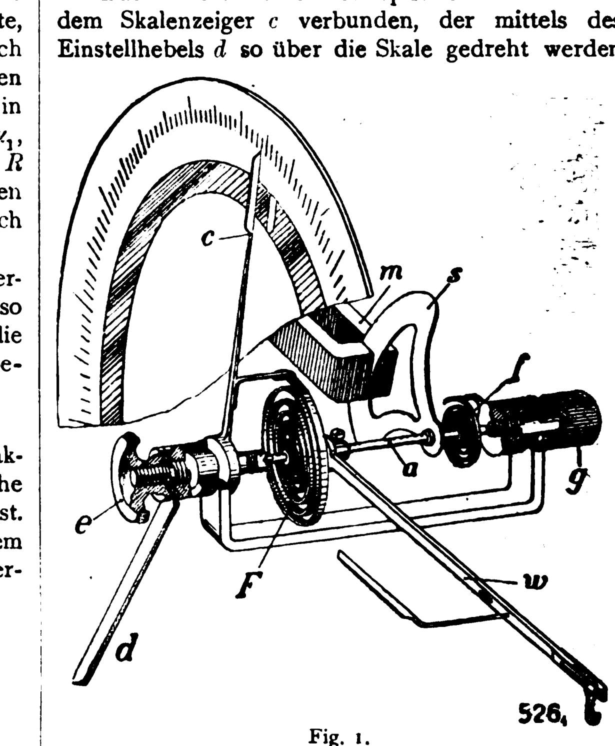


Fig. 1.

kann, daß die Feder F je nach der Drehrichtung mehr oder weniger gespannt wird. Der Einstellhebel d kann mittels der Rändelmutter e in eine für den linken Arm des Arbeitenden bequeme Lage gebracht werden. Das äußere Ende der kleinen Feder f ist mit dem auf der Rückseite befestigten Stellknauf g verbunden, durch den der Wagebalkenzeiger b bei nicht belasteter Wage auf seine wagerechte Nullstellung eingestellt werden kann.

Die beschriebene Einrichtung ist in ein Metallgehäuse (Fig. 2) von etwa 190 mm Durchmesser und 75 mm Tiefe eingebaut, das auf einer Säule mit Metallfuß steht. Durch die beiden Stellschrauben des letzteren ist die Wage nach dem an der Säule angebrachten Lot auszurichten. Das Ende des Wagebalkens ragt rechts aus diesem Gehäuse heraus und ist mit einem Gelenkhäkchen versehen, an welchem zumeist ein Wageschälchen p angehängt ist. Das Gewicht des Wagebalkens nebst Gelenkhäkchen mit Wageschälchen ist so abgeglichen, daß der sehr dünne Wagebalkenzeiger b in unbelastetem Zustand auf den wagerechten Strich der Skale einspielt. Die Skale zeigt einen gleichmäßigen Verlauf der Teilung. Die Ablesung

von *c* und die Einstellung von *b* vollzieht sich mit Zeigerspiegelung.

Zum Schutze des Wagebalkens gegen Luftströmungen ist die aufklappbare Schutzkappe vorgesehen, welche nach Auflegung des Wägegutes

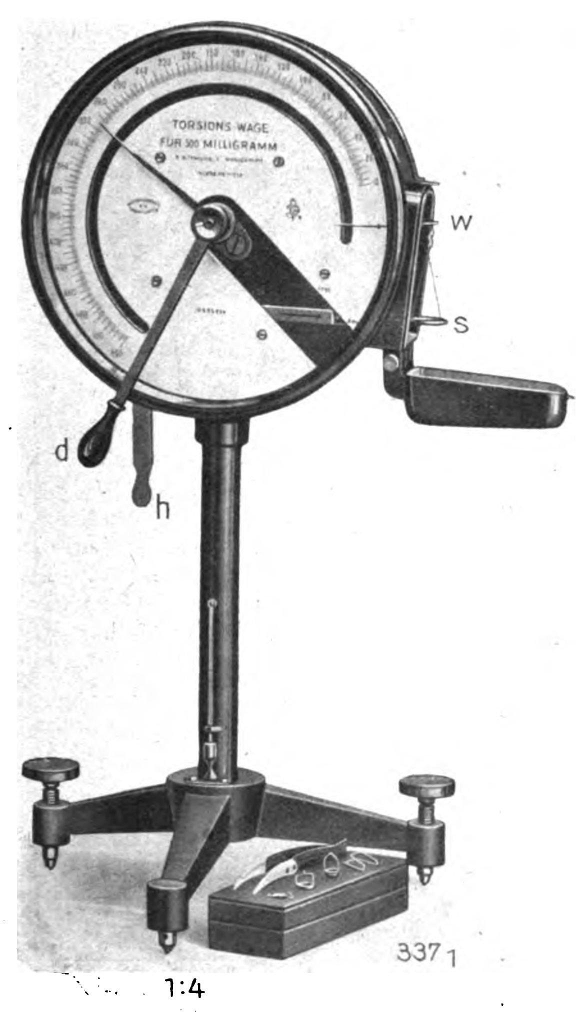


Fig. 2.

geschlossen wird. Für die Wägung von langgestrecktem Wägegut wie Fäden und Drähte oder dergl. kann die Schutzkappe ganz heruntergeklappt werden, so daß sie das Wägegut nicht berührt. Allerdings ist zu beachten, daß sehr lang herabhängende Fäden oder dergl. von auf- oder absteigender Luftströmung einen beträchtlichen Auf- oder Abtrieb erfahren, der die Genauigkeit der Wägungen beeinträchtigt. Wenn angängig, sollte man daher längere Fäden oder längere dünne Drähte auf ein Rähmchen wickeln und mit diesem an das Häkchen hängen, wobei natürlich das Gewicht des Rähmchens von der Zeigerablesung abgezogen werden muß.

Durch den Hebel *f* können die beweglichen Teile der Wage vollständig festgestellt werden, was besonders beim Versand notwendig ist.

Tafel 1.

Meßbereich Milligramm	Anzahl der Skalenteile	Wert eines Skalenteils Milligramm	Größe eines Skalenteils etwa mm
0 bis 6	300	0,02	2
0 „ 12	240	0,05	2
0 „ 20	400	0,05	1,2
0 „ 30	300	0,1	1,6
0 „ 40	400	0,1	1,2
0 „ 60	300	0,2	2
0 „ 80	400	0,2	1,5
0 „ 100	500	0,2	1,2
0 „ 150	300	0,5	1,6
0 „ 200	400	0,5	1,2
0 „ 300	300	1	1,6
0 „ 400	400	1	1,2
0 „ 500	500	1	1
0 „ 600	300	2	2
0 „ 800	400	2	1,5
0 „ 1000	500	2	1,2

Bei den in Tafel 1 zusammengestellten Wagen beginnt der Meßbereich bei unbelasteter Wage mit Null. Diese Wagen haben also nur einen Meßbereich.

Tafel 2.

Mit unterdrückten Anfangswerten Hauptmeßbereich Milligramm	Nebenmeßbereich Milligramm	Anzahl der Skalenteile des Hauptmeßbereiches	Wert eines Skalenteils des Hauptmeßbereiches	Größe eines Skalenteils etwa mm
2 bis 6	—	400	0,01	1,2
4 „ 12	—	400	0,02	1,5
7 „ 20	—	260	0,05	2
10 „ 30	—	400	0,05	1,2
20 „ 40	0 bis 20	400	0,05	1,2
30 „ 60	0 „ 30	300	0,1	1,6
40 „ 80	0 „ 40	400	0,1	1,2
50 „ 100	0 „ 50	500	0,1	1
75 „ 150	0 „ 75	375	0,2	1,6
100 „ 200	0 „ 100	500	0,2	1,2
150 „ 300	0 „ 150	300	0,5	1,6
200 „ 400	0 „ 200	400	0,5	1,2
200 „ 500	—	300	1	1,6
250 „ 500	0 bis 250	500	0,5	1
300 „ 600	0 „ 300	300	1	1,6
400 „ 800	0 „ 400	400	1	1,2
500 „ 1000	0 „ 500	500	1	1

Bei den in Tafel 2 aufgeführten Wagen sind dagegen bei dem Hauptmeßbereich durch Vorspannung der Federn die Anfangsteile der Skalen unterdrückt, so daß der Hauptmeßbereich mit einem höheren Wert beginnt. Bei einem Teil dieser Wagen wird durch Anhängen des zur Wage gehörigen Vergleichsgewichtes der in der zweiten Spalte der Tafel 2 angegebene Nebenmeßbereich erzielt, der dann mit Null beginnt.

Bei den Wagen mit Meßbereichen bis höchstens 20 Milligramm wird das Wägegut, welches zumeist aus Fäden oder Drähten besteht, unmittelbar auf das Gelenkhäkchen aufgehängt. Die Benutzung von Tiegelchen und dergl. ist bei diesen Wagen mit sehr niedrigen Meßbereichen nicht möglich.

Bei den Wagen mit Meßbereichen bis 30 Milligramm und darüber werden zur Wägung von körnigem, pulvrigem und ähnlichem Wägegut kleine Tiegelchen oder Schälchen aus Neusilber, Aluminium oder Platin verwendet. Um auch langgestrecktes Wägegut, wie Fäden, Drähte und dergleichen wägen zu können, kommt bei diesen Wagen ein Ausgleichshäkchen, welches gleiches Gewicht wie die Tiegelchen oder Schälchen hat, zur Verwendung. Das Gewicht des Tiegelchens, Schälchens oder Ausgleichhäkchens ist bei der Eichung der Wage berücksichtigt, so daß die Ablesung nur das Gewicht des Wägegutes angibt.

Für die von Bang angegebenen Blutuntersuchungen[1]) wird zumeist die Wage für 0 bis 500 Milligramm (Tafel 1) oder auch die Wage für 200 bis 500 Milligramm (Tafel 2) verwendet. Hierbei benutzt man statt der Schälchen einen besonderen Einlegebügel, dessen Gewicht aber wegen der Abnutzung und unvermeidlichen Beschmutzung bei der Eichung der Wage nicht berücksichtigt ist. Er muß also vor jeder Blutuntersuchung zusammen mit dem noch nicht mit Blut getränkten Löschpapier gewogen, und sein Gewicht nach der Blutwägung von dem Gesamtgewicht wieder abgezogen werden.

Was das Verwendungsgebiet der beschriebenen Federwagen anlangt, so ist diesem zunächst eine Grenze darin gesetzt, daß — wie Tafel 1 und 2 zeigt — nur leichtes Wägegut bis höchstens 1000 Milligramm damit gewogen werden kann. Unterhalb dieser Gewichtsgrenze werden aber die verschiedensten Körpergewichte mit der Wage bestimmt, so daß sie in den verschiedensten Arbeitsstätten Eingang gefunden haben. Besonders sind hier zu nennen: Chemische Anstalten, Faserstoffprüfräume, Glühlampenfabriken, Edelsteinlager, Arzneifabriken usw. und sogar ärztliche Anstalten, in denen die bereits mehrfach erwähnten Blutuntersuchungen ausgeführt werden.

Bei den meisten dieser Verwendungsgebiete handelt es sich seltener darum, bestimmte Mengen eines Stoffes, z. B. 120 Milligramm eines Pulvers, abzuwiegeu (abzufassen), sondern häufiger darum, das zuvor unbekannte Gewicht vorhandener kleiner Mengen oder vorhandener leichter Körper möglichst genau und besonders möglichst schnell festzustellen.

[1]) Vgl. Biochemische Zeitschrift 1913, Bd. 49, S. 22ff. und Bang, Mikromethoden zur Blutuntersuchung, III. Aufl. 1922, Verlag J. Bergmann, München.

Das zuerst genannte bisher seltener angewendete Abwiegen (Abfassen) bestimmter Mengen ist mit der Federdrehwage durchaus einfach zu bewerkstelligen, indem zuerst der Skalenzeiger c auf das betreffende Gewicht eingestellt und dann in das Schälchen oder Tiegelchen so viel des Wägegutes vorsichtig eingelegt wird, bis der Wagenbalkenzeiger b genau auf einem wagerechten Strich einspielt. Das ist zweifellos einfacher als bei einer zweiarmigen chemischen Wage, da das Auflegen der Gegengewichte fortfällt. Daher sollte die Federdrehwage zu dem genannten Abwiegen (Abfassen) bestimmter kleiner Gewichtsmengen noch mehr verwendet werden als es bisher geschieht.

Andererseits hat sich die Federdrehwage zur genauen und schnellen Feststellung des Gewichtes eines bestimmten leichten Körpers bereits mit bestem Erfolg eingebürgert. Hier kommen die Vorzüge der Federdrehwage vor der zweiarmigen chemischen Wage so augenfällig zur Geltung, daß sie nicht wohl übersehen werden konnten, denn bei ihr wird nicht nur das Auflegen eines Gegengewichtes sondern das unbequeme Zulegen und Wegnehmen kleiner und kleinster Teilgewichte und das Versetzen eines Reiters durch eine einzige Einstellung des Skalenzeigers c ersetzt. Ferner ist die Ablesung des gefundenen Gewichtes auf der Skale der Federwage viel einfacher als das Zusammenzählen der Teilgewichte und der Reiterablesung bei der zweiarmigen Wage. E. N.

(Eingegangen am 5. Februar 1923.)

Wissenschaftliche Nachrichten.

AEF, Ausschuß für Einheiten und Formelzeichen.

Schreibweise physikalischer Gleichungen.

Herr Prof. J. Wallot hat auf meine Anregung den nachfolgenden Vorschlag gemacht, der den Grundgedanken seiner in der E.T.Z. 1922, Heft 44 und 46 veröffentlichten Arbeit wiedergibt. Strecker.

1. Die Formelzeichen der physikalischen Gleichungen bedeuten in der Regel die physikalischen „Größen" d. h. die Produkte aus den Maßzahlen (Zahlenwerten) und den benutzten Einheiten gemäß der Gleichung

physikalische Größe = Maßzahl mal Einheit.

Sollen ausnahmsweise unter den Formelzeichen die Maßzahlen oder abwechselnd die Größen und die Maßzahlen verstanden werden, so sind durch Zusätze wie „Größengleichung" oder „Maßzahlgleichung" Verwechslungen auszuschließen.

Die einmal gewählte Auffassung ist folgerichtig durchzuführen.

2. Die Einführung willkürlicher Dimensionsbeziehungen (willkürlicher „Einheitengleichungen") ist zu vermeiden, insbesondere ist die dielektrische Verschiebung nicht als der elektrischen Feldstärke dimensionsgleich und ebenso die magnetische Induktion nicht als der magnetischen Feldstärke dimensionsgleich anzusehen.

3. Die Größengleichungen der Elektrizitätslehre sind in einer solchen Form zu schreiben, daß die Zahl 4π in den Grunddefinitionen und in den Differentialgleichungen des Feldes überhaupt nicht, dagegen in den Gesetzen von Coulomb und Biot und Savart im Nenner auftritt.



4. Die absoluten Einheiten der Elektrizitätslehre sind dadurch zu bezeichnen, daß man das Formelzeichen der betreffenden Größe in eckige Klammern einschließt, und an diese den Index s oder m setzt: E = Spannung; $[E]_s$ = elektrostatische Einheit der Spannung, $[E]_m$ = elektromagnetische Einheit der Spannung.

Begründung.
(Vgl. J. Wallot, E.T.Z. 1922, Heft 44 und 46.)

Zu 1. Die Forderung, daß unter den Formelzeichen die physikalischen Größen zu verstehen sind, bedeutet für weite Gebiete der Physik nichts neues oder ungewohntes. So berechnet man z. B. wohl allgemein bei einer Spannung von 20 V. und einem Widerstand von 1000 Ω den Strom nach der Gleichungenfolge

$$I = \frac{E}{R} = \frac{20\,V}{1000\,\Omega} = 20 \cdot 10^{-3}\,\frac{V}{\Omega} = 20\,m\,A$$

die der Forderung 1. durchaus entspricht. Vom Standpunkt des praktischen Zahlenrechnens aus ist dabei das wesentliche, daß man mit den Einheitenzeichen **wie mit Faktoren wirklich rechnet**, wodurch der Übergang von einer Einheit zu einer anderen (z. B. von A zu m A) zu einer ganz mechanischen Arbeit wird, die kein Nachdenken erfordert.

Volle Sicherheit beim Zahlenrechnen wird aber erst dann erreicht, wenn man die Forderung 1. **streng** durchführt. Dies geschieht bis jetzt nicht. In den meisten Abhandlungen und Lehrbüchern ist es üblich, unter den Formelzeichen einmal die Größe, im nächsten Augenblick wieder den Zahlenwert zu verstehen, ohne daß der Leser durch einen Zusatz über den Wechsel in der Auffassung aufgeklärt würde.

So findet man z. B. in dem bekannten Lehrbuch von **Kohlrausch** für das Voltameter die Gleichung

$$I = \frac{1}{E}\,\frac{m}{\tau}\,A\,. \tag{a}$$

Hier darf der Zusatz A **entweder** überhaupt nicht als ein Faktor aufgefaßt werden, mit dem man rechnen kann; oder I bedeutet zwar die Stromstärke selbst, m, E, τ dagegen bedeuten die Maßzahlen der abgeschiedenen Maße, des elektrochemischen Äquivalents und der Zeit.

Schreibt man dagegen der Forderung 1. entsprechend

$$I = \frac{m}{E\,\tau}\,, \tag{b}$$

wo jetzt die Zeichen I, m, E, τ lauter **Produkte** aus Maßzahlen und Einheiten bedeuten, so bekommt man bei **jeder** Einheitenwahl mechanisch ein richtiges Resultat. Denn wenn z. B. in einem besonderen Falle beim Kupfervoltameter

$$m = 1{,}5\,g\,,$$
$$E = 0{,}329\,\frac{m\,g}{C}\,,$$
$$\tau = 1800\,s$$

ist, so wird von selbst

$$I = 1{,}5\,g \cdot \frac{C}{0{,}329\,m\,g} \cdot \frac{1}{1800\,s}$$
$$= \frac{1{,}5}{0{,}329 \cdot 1{,}8}\,10^{-3} \cdot \frac{g}{m\,g} \cdot \frac{C}{s} = 2{,}5\,A\,.$$

Man braucht also bei Angabe der Formel (b) weder hinzuzufügen, auf welche Einheiten die Größen m, E, τ zu beziehen sind, noch braucht man hinzuzusetzen, in welcher Einheit I herauskommt.

Man kann aber natürlich die Gleichung (b) auch durch die Identität

$$A = \frac{C}{m\,g} \cdot 10^{-3}\,\frac{g}{s}$$

dividieren und demnach schreiben:

$$\frac{I}{A} = 10^3\,\frac{m}{g} \cdot \frac{m\,g}{E\,C} \cdot \frac{s}{\tau} \tag{c}$$

(„spezialisierte Größengleichung").

Dann sieht man unmittelbar, wie

der Zahlenwert von I, d. i. I/A		nach der Gleichung:
aus den Zahlenwerten von m, d. i. m/g		Zahlenwert $= \frac{\text{Größe}}{\text{Einheit}}$
„ „ „ „ E „ EC/mg		
„ „ „ „ τ „ τ/s		

berechnet werden kann. An die Stelle der spezialisierten Größengleichung (c) kann man auch die Zahlenwertgleichung

$$i = 10^3\,\frac{m}{E\,\tau} \tag{d}$$

setzen. Diese ist kürzer, aber erst benutzbar, wenn hinzugefügt wird, auf welche Einheiten sich die Zahlenwerte I, m, E, τ beziehen sollen.

Die Größengleichungen sind allgemeiner als die Maßzahlgleichungen, da sie für jede Einheitenwahl gelten. Deshalb wird unter 1. gefordert, daß, wenn einmal ausnahmsweise Zahlenwertgleichungen verwendet werden, ausdrücklich gesagt wird, daß es Zahlenwertgleichungen sind.

Zu 2. Setzt man die dielektrische Verschiebung und die elektrische Feldstärke dimensionsgleich, also die Dielektrizitätskonstante dimensionslos (elektrostatisches System), so erhalten die elektrischen Größen Dimensionen, die **unvereinbar** sind mit den Dimensionen, die sie erhalten, wenn man die magnetische Induktion und die magnetische Feldstärke dimensionsgleich, also die Permeabilität dimensionslos setzt (elektromagnetisches System). Infolgedessen ist es nicht möglich, durch automatisch ablaufende mathematische Umformungen von dem einen der beiden absoluten Systeme zu dem andern überzugehen; vielmehr erfordert jeder Übergang ein gewisses Nachdenken. Will man durch Mechanisierung der Einheitenumrechnungen auch auf dem Gebiete der Elektrizitätslehre Überlegungsfehler verhüten, so **muß man** der Dielektrizitätskonstanten und der Permeabilität die ihnen zustehenden Dimensionen zurückgeben (Kapazität/Länge und Induktivität/Länge).

Zu 3. Daß die geforderte, zuerst von **Heaviside** vorgeschlagene Stellung des Faktors 4π die vernünftige ist, wird wohl nicht bestritten. Man hat sie bis jetzt aber nicht allgemein eingeführt, weil man Irrtümer und Verwechslungen befürchtet.

Diese Befürchtung wird durch die Fassung der Forderung 3. gegenstandslos. Die Zahl 4π soll nur in den Größengleichungen an die **Heaviside**sche Stelle gerückt werden; da bisher fast immer Maßzahlgleichungen benutzt worden sind, dürften bei sorgfältiger Beachtung der Forderung 1. Irrtümer und Verwechslungen ausgeschlossen sein (vgl. J. **Wallot** a. a. O. Nr. 61—63).

Zu 4. Auch wenn die absoluten Einheiten vollkommen durch die praktischen verdrängt werden sollten, wird man mit ihnen immer noch beim Literaturstudium zu tun haben. Es muß deshalb dafür gesorgt werden, daß man auch mit den absoluten Einheiten **rechnen** kann. Dazu ist aber nötig, daß man **Zeichen** für sie hat. Die in den Lehrbüchern angegebenen Bezeichnungen in der Form $cm^x\,gr^y\,sec^z$ stehen mit der Forderung 2. im Widerspruch. Außerdem sind sie unpraktisch; sie werden auch tatsächlich (abgesehen von den Einheiten für Kapazität und Induktivität) kaum benutzt. Gebräuchlicher sind die Bezeichnungen *ESE* und *EME* oder ähnliche; aber auch diese sind unbrauchbar, da es ja gerade darauf ankommt, z. B. der elektrostatischen **Stromstärkeneinheit**, der elektrostatischen **Spannungseinheit** usw. besondere Zeichen zu geben. Diese Forderungen erfüllen die Vorschläge von **Fessenden**, **Kennelly** und **Wallot**. Für die absoluten Einheiten der Spannung E z. B. schreiben:

	elektrost. Einheit	elektromagn. Einheit
Fessenden .	Volsta	Volma
Kennelly .	statvolt	abvolt
Wallot . .	$[E]_s$	$[E]_m$

Von diesen Bezeichnungen sind die **Wallot**schen die nächstliegenden, einfachsten und erweiterungsfähigsten;

sie werden daher in Ermangelung besserer Vorschläge zur Annahme empfohlen. J. Wallot.

Personalnachrichten.

Aachen. Geh. Regierungsrat Dr.-Ing. h. c., Dr. phil. Alexander Classen wurde in Anerkennung seiner Verdienste um den Ausbau der elektroanalytischen Methoden, die Schaffung einer mustergültigen Einrichtung für sie und um die Einführung in die analytische Praxis, sowie für seine reiche klassisch-literarische Tätigkeit die Würde eines Dr.-Ing. ehrenhalber verliehen. Geheimrat Classen vollendete am 13. April sein 80. Lebensjahr.

Berlin. Oberregierungsrat Professor Dr. phil. Eugen Brodhun, Mitglied der Physikalisch Technischen Reichsanstalt, wurde zum Direktor bei dieser Anstalt ernannt.

Berlin. Dr. Georg Gehlhoff wurde in den Vorstand der Osram G. m. b. H. Komm.-Ges. als stellvertr. Mitglied berufen.

Graz. Dr. Robert Müller erhielt an der Grazer Universität die venia legendi für anorganische, physikalische und Elektrochemie.

Leipzig. Zum Nachfolger von Professor R. Wenger in dem Ordinariat der Geophysik an der Leipziger Universität wurde vom 1. Oktober 1923 ab Dr. Ludwig Weickmann, Hauptobservator an der bayer. Landeswetterwarte und Privatdozent für Meteorologie an der Universität München, berufen.

Wien. An der Technischen Hochschule in Wien wurde a. o. Professor Dr. Emil Abel zum ordentlichen Professor für physikalische Chemie ernannt. Prof. Abel gehört zugleich dem Lehrkörper der Wiener Universität als Privatdozent an.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 30, Nollendorfplatz 6, IV Tr. r., Telefon-Nr.: Lützow 225.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr.-Ing. h. c. Rudeloff, Berlin-Dahlem:
Herr Unterstaatssekretär a. D. Wichard von Moellendorff, Berlin-Dahlem, Unter den Eichen 87.

Seitens des Herrn Oberingenieur B. Ziemert, Berlin W. 30:
Herr Ingenieur Karl A. Hartung, Berlin W. 9, Köthenerstraße 22.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. Ludwig Bergmann, Wetzlar, Naubornerstr. 20, jetzt Berlin-Charlottenburg, Mommsenstraße 47 III bei Fräul. Pickowski.

Herr Dipl.-Ing. Eppen, Berlin-Charlottenburg, Wilmersdorferstraße 152, jetzt Berlin-Charlottenburg 1, Kaiser Friedrichstraße 8 IV rechts bei Graessel.

Herr cand. phys. Fritz Fischer, Göttingen, Friedländerweg 45, jetzt Göttingen, Schildweg 3.

Herr Oberingenieur Johannes Nienhold, Berlin NW. 21, Emdenerstraße 26, jetzt Berlin-Charlottenburg 9, Kolonie Heerstraße XIV, 7.

Herr Prof. Dr. R. Rüdenberg, Grunewald, Winklerstraße 9, jetzt Berlin-Charlottenburg 5, Kuno Fischerstraße 22.

Herr Gerhard Schaps, Halle a. d. Saale, Kapellengasse 4, jetzt Neu-Rössen, Kaufhausstraße 14.

Herr Dr.-Ing. Schlipköter, Wetzlar, Bismarckstraße 5, jetzt Gelsenkirchen, Hammerschmidtstraße 38.

Herr Dr.-Ing. Edwin Schwerin, Charlottenburg 4, Schillerstraße 62, jetzt Berlin-Halensee, Paulsbornerstraße 10.

Herr Geheimrat Erich Seidl, Berlin W. 10, Viktoriastr. 34, jetzt Berlin W. 10, Hildebrandsche Privatstraße 21.

Herr Dr. Karl Wolff, München, Enhuberstraße 4, jetzt München, Richard Wagnerstraße 27.

Berichtigungen.

Es muß heißen:

Herr Dr.-Ing. H. Haake, Hamburg, Lübeckertor 24 (statt Dr.-Ing. Hanke).

Herr Dr. Alfred Ramspeck, Berlin NW. 2, Bandelstraße 23 II 1 (statt Bendlerstraße 22).

Verstorben

Herr Dr. Heinrich Erfle, Jena, Wagnergasse 31.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Jena.

Am 8. April 1923 verschied nach kurzer Krankheit der 1. Vorsitzende der Ortsgruppe Jena, Herr Dr. phil. Heinrich Erfle, wissenschaftlicher Mitarbeiter bei der Firma Carl Zeiss. Mit ihm ging ein ausgezeichneter Vertreter der technischen Physik dahin, der neben seiner technischen Berufsarbeit immer noch Zeit zu wissenschaftlicher Betätigung fand und auf seinem Arbeitsgebiet, der geometrischen Optik, durch zahlreiche Publikationen die Wissenschaft wesentlich gefördert hat. Die Ortsgruppe verliert in ihm eines ihrer hervorragendsten Mitglieder, dessen tatsächlicher Mitarbeit das Aufblühen der Ortsgruppe mit in erster Linie zu danken ist, und dessen Name mit dem der Ortsgruppe unlöslich verbunden sein wird. Wir werden ihm ein ehrendes und dankbares Gedenken bewahren.

Ortsgruppe Jena.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



Zeitschrift für technische Physik

1923 | Vierter Jahrgang | Nr. 6

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Die Grundlagen der Quantentheorie und ihre experimentelle Prüfung.[1])

Von Rudolf Ladenburg.

1. Überblick.

In der bisherigen Entwicklung der Quantentheorie unterscheidet man deutlich zwei Stadien: die erste Entwicklungsstufe ist die der Hypothesen, das zweite Stadium die Entwicklung der Hypothesen zur Theorie. Dies zweite Stadium ist auch heute noch weit von seinem Abschluß entfernt. Aber die verschiedenen, im ersten Stadium aufgestellten Hypothesen sind nun durch wenige Grundannahmen ersetzt, so daß all die verschiedenen Erscheinungen, die Wärmestrahlung, der lichtelektrische Effekt, die optischen Serienspektra und die Spektra der Röntgenstrahlen, ja ein großer Teil der Eigenschaften der Atome überhaupt auf Grund weniger Annahmen einheitlich dargestellt werden können.

Das Thema der Quantentheorie ist die Theorie des Atom- und Molekülbaus und der Vorgänge in den Atomen und Molekülen. In diesem, unserem unmittelbaren Blick entzogenen Gebiet des Atoms versagen die Gesetze der klassischen Maxwellschen Elektrodynamik, an ihre Stelle treten die Quantengesetze, von denen wir bisher allerdings nur wenige kennen.

2. Das kontinuierliche Spektrum der Hohlraumstrahlung.

Das Versagen der klassischen Theorie für das Gesetz der Energieverteilung im Spektrum des schwarzen Körpers ist allgemein bekannt. Die aus dieser Theorie abgeleitete Rayleighsche Gleichung für die Energie der Wellenlänge λ bei der absoluten Temperatur T

$$\mathfrak{E}_{\lambda, T} = \frac{c\,k\,T}{\lambda^4} \qquad (1\,a)$$

(c bedeutet die Lichtgeschwindigkeit, k die sogenannte Boltzmann-Plancksche Entropiekonstante) verlangt einen linearen gleichmäßen Anstieg der Helligkeit mit der Temperatur und der reziproken 4. Potenz der Wellenlänge und würde, über das ganze Spektrum integriert, eine unendlich große Energie liefern. Im deutlichen Gegensatz dazu liefern die „Isothermen" des schwarzen Körpers einen allmählichen Anstieg von Rot her zu einem Maximum und einen jähen Abfall nach Violett; das Anwachsen der Energie mit der Temperatur erfolgt exponentiell, so daß sich der Logarithmus der Energie geradlinig mit der reziproken Temperatur ändert. Nur im Gebiet der langen, ultraroten Wellen und für hohe Temperaturen folgt die Intensitätsverteilung im Spektrum des schwarzen Körpers dem Rayleighschen Gesetz. Die Aufstellung und theoretische Deutung der exakt „richtigen Strahlungsformel"

$$\mathfrak{E}_{\lambda, T} = \frac{c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{ck}{k\lambda T}} - 1} \qquad (1\,b)$$

gelang Planck im Jahre 1900 durch Einführung der Quanten-hypothese.

Diese besteht in zwei eng verknüpften Annahmen, die grundsätzlich den bisherigen, mit kontinuierlichen Raumfunktionen operierenden klassischen Vorstellungen widersprechen. Das die Strahlung aussendende Atom, der Plancksche lineare Oszillator, soll erstens nicht beliebige Energiebeträge, sondern stets eine diskrete ganze Zahl von Energieelementen ε besitzen, seine Energie E ist daher gleich $n \cdot \varepsilon$, wo $n = 1, 2, 3$ usw. Zweitens soll sich die Oszillatorenergie bei Emission oder Absorption von Strahlung stets um ein Energieelement ändern. Da der Oszillator wie ein elastisch gebundener, elektrischer Massenpunkt rein harmonisch schwingt, ist die Schwingungszahl des von ihm ausgesandten oder absorbierten Lichtes ν gleich seiner Eigenschwingungszahl ω_0, und das Energieelement ε ergibt sich als proportional ν:

$$\varepsilon = h \cdot \nu, \quad E = n\,h\,\nu = n \cdot h \cdot \omega_0;$$

[1]) Nach einem am 16. März 1923 in der Gesellschaft für technische Physik in Berlin gehaltenen Vortrag.

h bedeutet dabei eine universelle Konstante, das Plancksche Wirkungselement von der Dimension einer Wirkung (Energie mal Zeit). Seine Größe berechnet sich nach den besten vorliegenden Strahlungsmessungen:[1])

a) aus den Isochromaten Warburgs und seiner Mitarbeiter zu

$$h = 6{,}540 \pm 0{,}03 \times 10^{-27} \text{ erg. sc.};$$

aus den Isochromaten von Rubens und Michel, die allerdings zur Prüfung der Strahlungsformel und nicht zur absoluten Messung von h unternommen wurden, zu $h = 6{,}52 \pm 0{,}02$;

b) aus Messungen der Gesamtstrahlung nach Coblentz zu $h = 6{,}548$; nach Gerlach zu

$$h = 6{,}518 \pm 0{,}03.$$

Bei beiden Methoden (a und b) ist die Kenntnis des elektrischen Elementarquantums, der Elektronenladung, vorausgesetzt, ihr Wert ist nach Millikan

$$e = 4{,}774 \pm 0{,}004 \times 10^{-10} \text{ CGS.};$$

die Atomistik der Elektrizität und der Materie bildet naturgemäß eine der Veraussetzungen der Quantentheorie.

Die Werte von h finden sich unten in Tabelle 1 wieder, zusammen mit den nach völlig anderen Methoden gemessenen Werten von h, und bilden durch die vortreffliche gegenseitige Übereinstimmung eine experimentelle Bestätigung der Planckschen Quantenhypothese. Eine genaue Prüfung der Planckschen Formel durch Rubens und Michel — auf Grund einer Kritik des vorliegenden unzureichenden experimentellen Materials durch Nernst und Wulf — hat zu einer vollkommenen Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment geführt.

Für sehr kleine Schwingungszahlen, d. h. große Wellenlängen, wird das Energiequantum ε sehr klein und in der Grenze für $\nu = 0$, $\lambda = \infty$, unendlich klein. Hier geht also die Quantenhypothese in die gewohnten klassischen Vorstellungen über, und die Plancksche Strahlungsformel wird mit der von Rayleigh identisch: denn für den Nenner kann man bei sehr großen Werten von λ

$$e^{\frac{ch}{k\lambda T}} - 1 = \frac{ch}{k\lambda T}$$

setzen.

Je größer andererseits ν (je kleiner λ), um so größer wird ε, und doch soll der Plancksche Oszillator immer nur ein ganzes Quantum $h\nu$ auf einmal, niemals einen Bruchteil davon, aussenden.

[1]) Einzelheiten und vollständigen Literaturnachweis bis zum Jahre 1920 vgl. R. Ladenburg, Jahrb. d. Rad. und Elektr. **17** (1921), S. 93, 273 (auch separat erschienen bei S. Hirzel). Die wichtigsten Arbeiten sind am Schluß dieses Aufsatzes zusammengestellt (siehe § 15).

Tabelle 1.

Methode und Autoren	$h \times 10^{27}$ erg $\times$ sec
Strahlungsmessungen:	
a) Isochromaten:	
Warburg und Mitarbeiter	6,540 ± 0,03
Rubens und Michel . .	6,521 ± 0,02
b) Gesamtstrahlung	
Coblentz	6,548
Gerlach	6,518 ± 0,03
Auf Grund der Quantengleichung:	
a) Lichtelektrische Messungen	
Millikan	6,577
Hennings und Kadesch	6,43
b) Grenzfrequenz des kontinuierlichen Röntgenspektrums	
Duane und Mitarbeiter . .	6,556 ± 0,01
E. Wagner	6,530 ± 0,01
c) Resonanz- und Ionisierungsspannung	
Mittelwert	6,56 ± 0,03
Aus Bohrs Formel der der Rydbergkonstante:	
Paschen	6,545 ± 0,013
Wahrscheinlichster Wert:	6,54

3. Die Theorie der spezifischen Wärmen.

Die Plancksche Hypothese hat sich auf einem von der Wärmestrahlung scheinbar sehr weit entfernten Gebiet ebenfalls sehr gut bewährt. Nach der klassischen Statistik sollte die mittlere Energie eines linearen Atoms $\bar{E} = k \cdot T$, also der Energieeinhalt von L „räumlichen“ Atomen

$$W = 3LkT = 3R_0T$$

sein (L Atomzahl pro Mol, R_0 absolute Gaskonstante); die Atomwärme eines festen Körpers, d. h. die spezifische Wärme eines Grammatoms sollte daher den universellen Wert

$$C = \frac{dW}{dT} = 3R_0 = 5{,}94 \text{ Cal/grad}$$

besitzen. Seit langem waren Abweichungen von diesem Dulong-Petitschen Gesetz bekannt, die besonders auffällig bei tiefen Temperaturen werden.[1]) Die Lösung dieses Problems verdanken wir A. Einstein (1907). Er berücksichtigte die Eigenschwingungen der Atome und übertrug die Plancksche Hypothese, daß die Energie eines schwingungsfähigen Atoms stets ein ganzzahliges Vielfaches eines Energieelements ist, auf die Atome des festen Körpers. Nun ist nach Planck die mittlere Energie eines Atoms der Eigenschwingungszahl ν

[1]) Die umfangreiche vollständige Literatur findet sich in dem ausführlichen Bericht von E. Schrödinger über den Energieinhalt der Festkörper, Phys. Zeitschr. **20** (1919), S. 420ff., und in dem bekannten Buch von F. Reiche, Über den Ursprung und die Entwicklung der Quantentheorie, Verlag von Springer, 1921 (erscheint z. Zt. in 2. Auflage).

$$\bar{E} = \frac{h \cdot \nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1},$$

also wird die Atomwärme

$$C = \frac{dW}{dT} = 3 R_0 \frac{x^2 e^x}{(e^x - 1)^2}, \quad \text{wo } x = \frac{h\nu}{kT}.$$

Diese Gleichung liefert in der Tat die merkwürdige Abnahme der Atomwärmen mit abnehmender Temperatur und gibt bereits eine erste Annäherung an die experimentellen Werte. Für die genaue Darstellung der Atomwärmen und ihrer Abhängigkeit von der Temperatur muß man nach Debye und Born-von Kármán, den Freiheitsgraden des festen Körpers entsprechend, seine 3 Eigenschwingungen berücksichtigen, die in Form elastischer longitudinaler und transversaler Wellen bei einer Gleichgewichtsstörung entstehen. Die so erhaltene Formel für C wird durch das gewaltige Beobachtungsmaterial, das von Nernst und seinen Schülern im Berliner Institut für physikalische Chemie gewonnen wurde, vorzüglich bestätigt.[1]) Der enge Rahmen dieses Vortrags zwingt dazu, uns mit dieser Andeutung zu begnügen.

4. Die Einsteinsche Quantengleichung.

Einstein verallgemeinerte die Plancksche Quantenhypothese, daß der Oszillator immer nur ein Energieelement $h\nu$ emittiert oder absorbiert, auf mannigfaltige Erscheinungen der Erzeugung und Verwandlung des Lichtes, im besonderen auf die Elektronenauslösung durch Licht im lichtelektrischen Effekt (1905); danach wird bei Atomvorgängen das Licht stets nur in Form von Energiequanten $h\nu$ emittiert oder absorbiert. Wenn also z. B. das auf eine Metallplatte auffallende Licht der Schwingungszahl ν Elektronen aus der Metalloberfläche heraustreibt, so soll ihre kinetische Energie gerade gleich $h\nu$ sein, verringert um eine für jedes Metall charakteristische Arbeit P, die die Elektronen beim Verlassen des Metalles zu überwinden haben und die vermutlich wesentlich von elektrischen Doppelschichten herrührt, außerdem vielleicht noch eine Abtrennungsarbeit vom Atom enthält. Bedeutet m Masse, v Geschwindigkeit der die Metallplatte im Vakuum verlassenden schnellsten Elektronen, ist andererseits e ihre Ladung und V die positive Spannung, die die Elektronen gerade am Fortfliegen verhindern kann, so lautet die Einsteinsche Gleichung:

$$\tfrac{1}{2} m v^2 = eV = h\nu - P. \tag{2a}$$

Nach einer annähernden Bestätigung dieser Gleichung in einem allerdings kleinen Frequenzbereich durch Erich Ladenburg (1907/08) haben Millikan[1]) und seine Schüler Hennings und Kadesch durch äußerst mühsame und schwierige Messungen an verschiedenen Metallen (Li, Na, Cu, Sn, Fe, Zn, Al, Mg) die Existens eines scharf definierbaren „Haltepotentials" und in einem großen Frequenzbereich den linearen Zusammenhang zwischen diesem „Haltepotential" V und der wirksamen Schwingungszahl ν festgestellt. Aus der Neigung der geraden Linie, die die Abhängigkeit des Potentials von der Schwingungszahl darstellt, ergeben sich Werte von h, die zwar keinen Anspruch auf Präzision erheben können, aber von den nach anderen Methoden gemessenen h-Werten nur wenig abweichen: $h = 6{,}43$ bis $6{,}58 \times 10^{-27}$ (vgl. Tabelle I).

Die Einsteinschen Überlegungen lassen sich grundsätzlich ohne weiteres auf die rund 10000-mal größeren Frequenzen des Röntgenlichtes und der durch diese hochfrequenten Strahlen ausgelösten Elektronen übertragen (Stark, Wien). Die experimentellen Untersuchungen (De Broglie, Whiddington) lehren jedoch, daß die Verhältnisse hier komplizierter liegen. Die durchdringenden Röntgenstrahlen lösen nicht nur die leicht abtrennbaren Elektronen aus, deren Haltepotential gerade der auffallenden Schwingungszahl nach obiger Gleichung (2a) entspricht, wenn in ihr P gleich 0 gesetzt wird; vielmehr findet man verschiedene diskrete Elektronengeschwindigkeiten, die auf diskrete, relativ große Abtrennungsarbeiten P vom Atom schließen lassen und deren Deutung erst auf Grund der Bohrschen Atomtheorie und der Ergebnisse der Röntgenspektroskopie (s. §§ 5, 11 und 13) möglich ist.

Dagegen hat der umgekehrte Vorgang, die Erzeugung von Röntgenstrahlen durch Elektronen bekannter Geschwindigkeit, gemessen durch die sie beschleunigende Spannung V, so daß eV ihre Energie ist ($eV \geqq h\nu$), zu einer besonders genauen Bestätigung der vereinfachten „Quantengleichung" (mit $P = 0$)

$$eV = h\nu \tag{2b}$$

und zu einer Präzisionsbestimmung von h geführt.

Qualitativ sagt die Gleichung aus, daß die Röntgenstrahlen einer Röntgenröhre um so größere Frequenz besitzen, d. h. um so kurzwelliger und durchdringender sind, je größer die beschleunigende Spannung an der Röhre ist — die bekannte Erscheinung an gashaltigen Röntgenröhren, daß, je niedriger das Vakuum, je höher die zur Entladung erforderliche Spannung an der Röhre und um so durchdringender und „härter" die Röntgenstrahlung ist. Die quantitative Bestätigung dieser

[1]) Außer der oben und am Schluß zitierten Literatur vgl. besonders W. Nernst, Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes, Halle bei Knapp, 1918.

[1]) Vollständige Literatur bis zum Jahre 1920 vgl. obigen Bericht des Verf. sowie W. Gerlach, Die experimentellen Grundlagen der Quantentheorie, Braunschweig bei Vieweg, 1921.

Gleichung ist mit ganz konstanter Spannung von großen Akkumulatorenbatterien ausgeführt, und zwar am kontinuierlichen Röntgenspektrum (Duane und Hunt). Bei bestimmter Spannung besitzt dieses eine scharfe Grenze an der kurzwelligen Seite, deren Lage gänzlich unabhängig von der Natur der Antikathode ist, oder wenn man die Intensität einer bestimmten Wellenlänge iontometrisch bei allmählich wachsender Spannung untersucht, bekommt man erst von einer scharf definierten Grenzspannung an meßbare Intensität. Die zusammengehörigen Werte von Wellenlänge bzw. Schwingungszahl und Grenzspannung erlauben, bei bekanntem Wert von e, nach obiger Quantengleichung h bis auf 2 ‰ genau zu messen und liefern

$6{,}557 \pm 0{,}013$ (Duane und Mitarbeiter) bzw.
$6{,}53 \pm 0{,}01 \times 10^{-27}$ (E. Wagner).

Hierauf beruht eine neuerdings auch in der Technik der Röntgentherapie verwendete Methode, die wirksame Spannung an einer Röntgenröhre indirekt zu messen, da die direkte Messung Schwierigkeiten bereitet: Man photographiert das Spektrum, bestimmt die kürzeste Wellenlänge, bei der noch Schwärzung nachweisbar ist, und berechnet nach der Quantengleichung die gesuchte Spannung.

Schließlich gehören in diesen Zusammenhang auch die bekannten Versuche von Franck und Hertz und ihrer Nachfolger über den Zusammenstoß langsamer Elektronen mit freien Gasatomen und die dabei entstehende Ionisierung von Atomen bzw. Erzeugung von Spektrallinien. Durch langsame Steigerung der die Elektronen beschleunigenden Spannung läßt sich die Energie eV genau bestimmen, die die Elektronen mindestens besitzen müssen, um beim Auftreffen auf ein Atom dieses zu ionisieren bzw. zur Emission von Licht bestimmter Wellenlänge anzuregen.

Statt das Auftreten der Spektrallinien direkt optisch nachzuweisen, beobachtet man das Einsetzen des lichtelektrischen Stroms, den das — meist ultraviolette — Licht an den Elektroden der Röhre auslöst, da die dazu erforderliche, die Elektronen beschleunigende Spannung sich schärfer messen läßt. So sind eine große Zahl verschiedener einatomiger Gase und Dämpfe untersucht. In dem ausgedehnten Wellenlängengebiet von 1190—9000 Å hat sich dabei die Quantengleichung

$$eV = h\nu$$

vortrefflich bewährt, so daß man diese Messungen auch zur Bestimmung von h verwerten kann. Der so gefundene Wert ergibt sich in guter Übereinstimmung mit den andern Werten (im Mittel $h = 6{,}56 \pm 0{,}03$ bzw. aus den besten Messungen an Hg und He $6{,}54 \pm 0{,}03 \times 10^{-27}$ erg sec).

In der Figur 1 ist eine derartige Strom-Spannungskurve nach Versuchen von Franck und Einsporn wiedergegeben; als Abszissen sind hier die die Elektronen beschleunigenden Spannungen

$$V = \frac{1}{2}\frac{m}{e}v^2$$

in Volt aufgetragen, als Ordinaten die Galvanometerausschläge, die durch die lichtelektrischen Ströme der beim Stoß der Elektronen auf die Hg-Atome erzeugten Spektrallinien entstehen. Anfänglich bleibt der Strom unmerklich klein — die

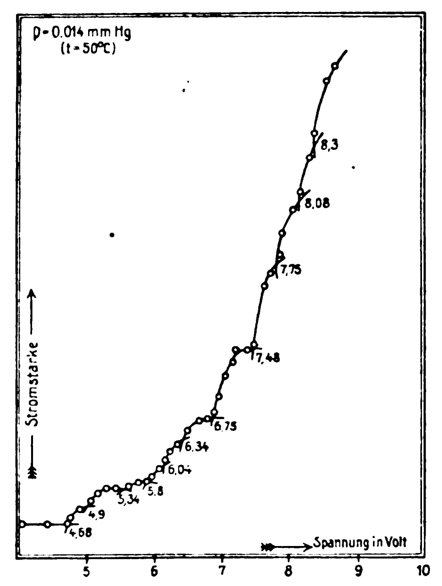


Fig. 1. Anregungsspannungen ultravioletter Hg-Linien nach Franck und Einsporn.

Elektronen werden von den Atomen „elastisch" ohne Energieverlust reflektiert —, bis die Elektronenenergie zur Anregung einer Spektrallinie ausreicht: dann setzt plötzlich der Strom ein, wird bei weiterer Steigerung der Spannung konstant, bis der zweite Knick der Kurve die Anregung einer neuen Spektrallinie anzeigt und so fort. Dem ersten „unelastischen" Stoß bei 4,68 Volt entspricht nach der Quantengleichung

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{eV} = \frac{12340\ \text{Å}}{V_{\text{Volt}}}$$

die Wellenlänge 2656 Å, dem zweiten Knick bei 4,9 Volt die bekannte Hg-Linie 2537 Å, und so läßt sich zu jedem Knick eine der bekannten oder aus dem Serienschema berechenbaren Wellenlängen des Hg angeben. Diese Versuche haben prinzipielle Bedeutung, sie zeigen unmittelbar die quantenhaften Energieumsätze bei den Atomprozessen, die zur Erzeugung von Spektrallinien führen. Das Atom ist nicht imstande eine beliebige Energie aufzunehmen, sondern nur ein be-

stimmtes Energiequantum, das in Licht vom Energiebetrag $h\nu$ umgesetzt wird.

Wir kommen damit zur Bohrschen Atomtheorie, die die Entwicklung der Quantenhypothese zur Quantentheorie herbeigeführt hat.

5. Die Bohrsche Atomtheorie

benutzt als Atommodell das Rutherfordsche Kernatom.[1]) Bei der älteren Theorie von Thomson befanden sich die negativ geladenen Elektronen im Innern der positiv elektrischen, das Atom erfüllenden Kugel und sollten durch ihre Schwingungen wie elastisch gebundene Massen die einfarbigen Spektrallinien aussenden. Lenards Versuche über die Einwirkung von Kathodenstrahlen und besonders Rutherfords und seiner Schüler Messungen über den Aufprall von α-Strahlen auf die verschiedensten Atome erwiesen die leichte Durchdringbarkeit des größten Teils der gaskinetisch wirksamen Atom-Kugeln. Auf äußerst kleinem Raum konzentriert, dessen Durchmesser etwa $^1/_{10000}$ des ganzen Atoms ist, befindet sich danach der größte Teil der Atommasse und mit ihm vereint die positive Ladung und bildet den sogen. Kern des Atoms. Sie wird umgeben von den negativen Elektronen, die wie Planeten den „Atomkern" als Sonne umkreisen; ebenso wie diese werden sie umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes von der Kern-Sonne angezogen und nur durch die Zentrifugalkraft ihrer kreisenden Bewegung vor dem Sturz in den Kern bewahrt. In dem nach außen neutralen Atom ist die Zahl der Elektronen gleich der der positiven Kernladungen, wenn die positive und negative Einheitsladung als gleich angesehen werden. Diese wichtigste Zahl der Atomtheorie befolgt ein wunderbar einfaches Gesetz: sie ist gerade gleich der Nummer, die die betreffenden Elemente, nach wachsendem Atomgewicht im periodischen System angeordnet, tragen (vgl. Tabelle 2, § 11). So erhält der an erster Stelle stehende Wasserstoff, das leichteste Element, die Atomnummer, Kernladung und Elektronenzahl 1, das schwerste, an letzter Stelle stehende Element Uran, die Zahl 92.

Chadwicks Messungen der Ablenkungen, die α-Strahlen an Cu-, Ag- und Pt-Blättchen erfahren, haben nach Rutherfords Theorie für diese Zahl der positiven Kernladungen pro Atom 29,3 bzw. 46,3 bzw. 77,4 ergeben, also bis auf 1% die ihnen zukommenden Atomnummern 29 bzw. 47 bzw. 78. Die eindeutige Einordnung aller bekannten Elemente, besonders der seltenen Erden, und die Bestätigung der, entgegen ihrer Atomgewichtsfolge, aus chemischen Gründen abgeleiteten Reihenfolge A-K, Co-Ni, Te-J, verdanken wir der Röntgenspektroskopie, auf die wir am Schluß des Vortrags zu sprechen kommen.

Wenn die den Kern umkreisenden Elektronen nach den gewöhnlichen Gesetzen der Elektrodynamik etwa wie Hertzsche Oszillatoren strahlen, so stürzen sie in winzigen Bruchteilen einer Sekunde in den Kern, sie würden niemals scharfe Spektrallinien aussenden (vgl. § 6) und die Atome würden einen im allgemeinen wirkungslosen Punkt ohne nachweisbare Ausdehnung bilden.

Deshalb postulierte Bohr die Ungültigkeit der klassischen Elektrodynamik für die Atomvorgänge und setzte an ihre Stelle die Quantenhypothese; dadurch verlieh er dem Rutherfordschen Kernatom die erforderliche Stabilität und machte es zu einem brauchbaren und außerordentlich fruchtbaren Atommodell. So schuf er mit einem Guß die Quantentheorie der Atome und der Serienspektra.

Die Grundlagen seiner Theorie bilden folgende Annahmen, die Bohr als „Postulate" an die Spitze gestellt hat[1]) und die man ganz allgemein als die „Axiome der Quantentheorie" bezeichnen kann.[2])

(A) Ein Atomsystem kann dauernd und kann nur in bestimmten Zuständen existieren, die einer Reihe diskreter Energiewerte entsprechen. Jede Energieänderung des Systems, einschließlich der Emission und Absorption von Strahlung, besteht in einem vollständigen Übergang zwischen zwei solchen „stationären" (quantenmäßig erlaubten) Zuständen des Systems. Unter den kinematisch denkbaren Bewegungen der Teilchen eines Atomes sind also nur diese „stationären" stabil, in ihnen strahlt das Atom im Gegensatz zu den Gesetzen der üblichen Elektrodynamik nicht. (Postulat der „stationären Quantenzustände".)

(B) Jede mit einem vollständigen Übergang zwischen zwei stationären Zuständen verbundene Strahlungsemission besteht in dem Aussenden eines rein harmonischen Wellenzuges; die Schwingungszahl ν dieser Wellen ist durch die sog. Frequenzbedingung bestimmt

$$E' - E'' = h\nu, \qquad (3)$$

wo E' und E'' die Energiewerte des Atoms in den beiden stationären Zusänden bedeuten. Umgekehrt ist jeder Absorptionsvorgang, bei dem das Atom unter der Wirkung auffallender elektromagnetischer Strahlung von einem stationären Zustand in einen anderen übergeht, durch eine Bestrahlung mit Wellen bedingt, deren Schwingungs-

[1]) Vgl. Niels Bohr, Abhandlungen über Atombau, deutsch von Stintzing, Vieweg, 1921; 3 Aufsätze über Spektren und Atombau, 1922, und Quantentheorie der Linienspektren, übersetzt von P. Hertz, 1923, sowie das umfassende Buch von Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, 3. Aufl. 1922.

[1]) Quantentheorie der Linienspektra, a. a. O. S. 4 u. Zeitschr. f. Phys. 13 (1923), S. 117.

[2]) Vgl. Bericht Ladenburg, a. a. O.



zahl durch dieselbe Beziehung (B) gegeben ist. (Postulat der quantenhaften Emission und Absorption.)

Zu diesen beiden Grundannahmen tritt als weiteres Quantengesetz das Bohrsche Korrespondenzprinzip, von dem noch ausführlich die Rede sein wird.

Das Postulat (A) läßt sich im Falle einer exakt periodischen Bewegung sehr einfach mathematisch formulieren. Es lautet dann, daß unter allen mechanisch möglichen Bewegungen nur diejenigen quantenmäßig erlaubt, „stationär" sind, für die die „Wirkungsgröße" J der Bewegung ein ganzes Vielfaches von h ist:

$$\left.\begin{aligned} J &= \int_0^\sigma 2\, E_{\text{kin}}\, d\, t = n \cdot h; \\ \sigma &= \frac{1}{\omega} = \text{Periode},\ \omega = \text{Umlaufszahl} \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

also $J_1 = 1 \cdot h;\ J_2 = 2 \cdot h;\ J_3 = 3 \cdot h$ usw.

Im Falle einer rein harmonischen Bewegung etwa der Bewegung eines Elektrons auf einem Kreis mit dem Radius a mit konstanter Geschwindigkeit v bedeutet J das mit 2π multiplizierte Impulsmoment der Bewegung. Im Falle des rein sinusförmig schwingenden Planckschen Oszillators ist

$$E = \omega_0 \cdot J, \quad \text{also} \quad = n \cdot \omega_0 \cdot h,$$

so daß diese Plancksche Hypothese als Spezialfall des Postulats (A) erscheint.

6. Die Serienlinien des Wasserstoffs.

Die Bedeutung der Postulate (A) und (B) zeigt sich, sobald wir sie auf ein Rutherfordsches Kernatom mit einem Elektron anwenden; es ergibt sich dann unmittelbar die bekannte Balmersche Serienformel der Wasserstofflinien.

Denken wir uns ein Elektron der Ladung e und Masse m unter der Anziehung eines punktförmigen Kerns $+ Z \cdot e$ bewegt, so liefert die klassische Mechanik das Resultat, daß das Elektron Keplerellipsen, d. h. Planetenbahnen um den Kern beschreibt. Bei Zerlegung dieser rein periodischen Bewegungen nach dem Fourierschen Theorem, zeigt sich, daß sie neben der Grundschwingungszahl ω alle harmonischen, ganzzahligen Oberschwingungen $2\,\omega$, $3\,\omega$ usw. enthalten.

Ferner bestehen zwischen der Arbeit W, die nötig ist, um das Elektron bis ins Unendliche zu entfernen (der Bindungsenergie des Elektrons), der Umlaufszahl ω und der großen Achse $2\,a$ der Bahnellipse die Beziehungen

$$\omega = \sqrt{\frac{2\,W^3}{\pi^2\, m\, Z^2\, e^2}} \quad \text{und} \quad 2\,a = \frac{Z \cdot e^2}{W}$$

Sie zeigen die Instabilität der Bewegung, falls die klassischen Gesetze der Elektrodynamik gelten; denn mit der kontinuierlich ausgestrahlten Energie verringert sich kontinuierlich die Energie des Systems und die große Achse der Ellipse. Als Systemenergie E ist dabei der negative Wert von W anzusehen, nämlich die Energie, die aufzuwenden ist, um das Elektron aus dem Unendlichen an den Kern anzulagern, so daß mit abnehmendem E W zunimmt, also ω wächst, a abnimmt, und das Elektron schließlich in den Kern stürzt. Andererseits aber sind W, ω und a mit der Wirkungsgröße J durch die Gleichungen verknüpft

$$W = \frac{2\,\pi^2\, Z^2\, e^4\, m}{J^2}, \quad \omega = \frac{4\,\pi^2\, Z^2\, e^4\, m}{J^3},$$
$$2\,a = \frac{J^2}{2\,\pi^2\, Z\, e^2\, m}.$$

Das Postulat (A) zeichnet also als „stationär" diejenigen Bahnen aus, für die die Beziehungen bestehen

$$\left.\begin{aligned} W &= \frac{2\,\pi^2 Z^2 e^4 m}{h^2}\,\frac{1}{n^2}, \quad \omega = \frac{4\,\pi^2 Z^2 e^4 m}{h^3}\,\frac{1}{n^3} \\ 2\,a &= \frac{h^2}{2\,\pi^2 Z e^2 m} \cdot n^2, \quad n = 1, 2, 3 \ldots \end{aligned}\right\} \quad (4\,\text{a, b, c})$$

Am stärksten gebunden ist das Elektron in der kleinsten „Quantenbahn, für die $n = 1$ ist, sie ist also die stabilste und zugleich die „Normalbahn" im Atom. Die Energie $E = -W$ dieser Bahn hat den kleinstmöglichen Wert. Durch elektrische, optische, thermische oder chemische Anregung kann das Atom auf eine größere Quantenbahn höherer Energie ($n = 2$, 3 usw.) „gehoben" werden. Bei der spontanen Rückkehr in eine Bahn kleinerer Quantenzahl wird eine Spektrallinie ausgesandt (vgl. Fig. 3, § 10). Ihre Schwingungszahl ist nach dem Postulat (B)

$$v = \frac{1}{h}(E' - E'') = \frac{2\,\pi^2\, Z^2\, e^4\, m}{h^3}\left(\frac{1}{n''^2} - \frac{1}{n'^2}\right) \quad (5)$$

Dies ist für $Z = 1$, in der Tat die Serienformel des Wasserstoffs, die seine sämtlichen Spektrallinien mit großer Genauigkeit darstellt. Der Faktor

$$\frac{2\,\pi^2\, e^4\, m}{h^3} = R \quad (5\,\text{a})$$

ist die aus optischen Messungen sehr genau bekannte Rydbergkonstante. Aus ihr berechnet sich mit den üblichen Werten für e und m der vielleicht genaueste Wert von h

$$h = 6{,}545 \pm 0{,}013\ 10^{-27}\ \text{erg. sek.},$$

seine Übereinstimmung mit den besten anderweitigen Messungen ist eine starke Stütze der Theorie.



Mit Einführung von R schreibt sich die obige Serienformel

$$\nu = \frac{R Z^2}{n''^2} - \frac{R Z^2}{n'^2} = T'' - T'$$

als Differenz zweier Terme T, die mit h multipliziert die negative Energie E des entsprechenden Atomzustandes bedeuten. Gibt man n'' einen bestimmten Wert und läßt n' die Reihe der ganzen Zahlen durchlaufen, so erhält man die Schwingungszahlen der Linien einer Serie, z. B. für

$$n'' = 1, \; n' = 2, 3, 4 \text{ usw.}$$

die ultraviolette Lymanserie; für

$$n'' = 2, \; n' = 3, 4, 5, \ldots$$

die im Sichtbaren beginnende Balmerserie

$$(H_\alpha, H_\beta, H_\gamma \ldots); \text{ für}$$

$$n'' = 3, \; n' = 4, 5$$

die ultrarote Paschenserie; für

$$n'' = 4, \; n' = 5, 6$$

die kürzlich von Brackett aufgefundenen, im weiteren Ultrarot gelegenen Linien.

Setzt man $Z = 2$, so ergeben sich nach Bohr die Spektrallinien des ionisierten Heliumatoms („Funkenspektrum" des Heliums). In der Tat hat sich diese Prognose Bohrs in überraschender Weise bestätigt. Pickering und Fowler hatten in einem Gemisch von Wasserstoff und Helium bzw. im Spektrum eines Nebelsterns Serien gefunden, die obiger Formel mit $Z = 2$ entsprechen; auf Grund etwas anderer Schreibweise sah man sie vor der Bohrschen Theorie als Haupt- und zweite Nebenserie des Wasserstoffs an. Neuere auf Grund der Bohrschen Theorie angestellte Versuche (Evans, Fowler, Paschen) zeigten dagegen, daß diese Serien in ganz reinem, genügend stark erregten Helium entstehen, daß sie also zweifellos dem Helium angehören. Hier hat das He-Atom offenbar ein Elektron verloren, so daß bei der allmählichen Anlagerung des anderen Elektrons an den doppelt geladenen Kern diese Linien ausgestrahlt werden: ihre Frequenzen können in der Tat nach genau denselben Formeln wie beim Wasserstoff berechnet werden, wenn man nur die Kernladung $Z = 2$ setzt. Das die Kernladung des He-Atoms doppelt so groß ist wie die eines Elektrons und die eines Wasserstoffkernes, ist nach den Messungen an α-Strahlen ohne jeden Zweifel.

7. Die Absorption der Spektrallinien.

Der Übergang eines Elektrons von einer Bahn geringerer auf eine Bahn höherer Energie ist die Umkehrung des Emissionsprozesses und führt zur Absorption von Spektrallinien. Da Wasserstoff im Normalzustand zweiatomig ist, kann er in diesem Zustand keine der bekannten Wasserstofflinien absorbieren. Wird er aber elektrisch genügend stark erregt, so daß er die Balmerlinien H_α, $H_\beta \ldots$ hell emittiert, so absorbiert er auch diese Linien und zeigt in der Umgebung dieser Linien die Erscheinungen der anomalen Dispersion (Ladenburg und Loria). Dies ist auf Grund der Bohrschen Theorie so zu verstehen, daß die Wasserstoffmoleküle durch die elektrische Anregung in Atome zerspalten und die Atome zugleich in den Zustand $n = 2$ gebracht sind[1]); das auffallende Licht der Wellenlänge der H_α- bzw. H_β-Linie usw. kann sie nun unter Absorption in den Zustand 3, 4 usw. heben. Diese Versuche beweisen also die endliche Verweilzeit der Atome in dem angeregten Zustand $n = 2$ gemäß dem Postulat (A). Als weiterer experimenteller Beleg für dieses Postulat sind die bedeutsamen Versuche Füchtbauers anzusehen, der zeigte, daß Hg-Dampf, durch Absorption von ultraviolettem Licht in einen höheren Quantenzustand angeregt, imstande ist sichtbare Spektrallinien zu absorbieren, für die er im Normalzustand völlig durchlässig ist. Bei der spontanen Rückkehr der Atome aus dem höheren in den niederen Quantenzustand werden die betreffenden Linien wieder ausgesandt und erscheinen als Fluoreszenz- bzw. Resonanzlinien.[2]) Nun verstehen wir auch die beim Zusammenstoß von langsamen Elektronen mit Atomen beobachteten Erscheinungen besser (vgl. § 4). Die von Elektronen abgegebene Energie $e V$ geht zunächst aufs Atom über und hebt dieses in einen höheren Quantenzustand, bei der Rückkehr in den Ausgangszustand wird die aufgenommene Energie als Licht der Schwingungszahl

$$\nu = \frac{e V}{h}$$

ausgestrahlt.

Bei ausreichender Energie des stoßenden Elektrons wird dem getroffenen Atom ein Elektron vollständig entrissen, dies wird sozusagen ins Unendliche befördert. Die dazu erforderliche Energie (Ionisierungsarbeit A) ergibt sich bei einem „wasserstoffähnlichen" Atom, das nur aus einem Elektron und einem Z-fach geladenen Kern besteht, indem man in obiger Serienformel (5) $n' = \infty$ setzt und die „Grenzfrequenz" ν_∞ der Serie mit h multipliziert:

[1]) Daß die Balmerlinien tatsächlich vom neutralen Atom ausgesandt werden — und nicht vom ionisiertem Atom, wie man früher vielfach glaubte — zeigen die neuen Versuche von W. Wien, Ann. d. Phys. (4) **69** (1922), S. 325.

[2]) Literatur bei P. Pringsheim, Fluoreszenz und Phosphoreszenz im Lichte der neueren Atomtheorie. Springer, Berlin 1921.

$$A = \nu_\infty \cdot h = \frac{h R Z^2}{n''^2},$$

eine durch vielfache Messungen sichergestellte Beziehung, die bereits oben bei der Bestimmung von h aus den Elektronenstoßversuchen verwertet wurde.

8. Die Tragweite der Bohrschen Postulate.

Die Serienspektra der Atome mit mehreren Elektronen sind naturgemäß wegen deren gegenseitigen Störungen weniger einfach als die eines wasserstoffähnlichen Atoms; doch lassen sie sich im allgemeinen ebenfalls als die Differenz zweier Terme darstellen, speziell die Linien vieler Bogenspektren mit großer Annäherung durch die Rydbergsche Formel

$$\nu = \frac{R}{(n'' + \alpha_{k''})} - \frac{R}{(n' + \alpha_{k'})} = T'' - T' \quad (6)$$

in der R die oben genannte Rydbergkonstante, n'' und n' wieder ganze Zahlen und $\alpha_{k'}$, $\alpha_{k''}$ für das betrachtete Element charakteristische Konstante sind. Mit Bohr sehen wir wieder die mit h multiplizierten Terme als negative Werte der Energien der betreffenden Atomzustände an, so daß die mit h multiplizierte Schwingungszahl gemäß dem Postulat (B) in der Tat gleich der Energiedifferenz der beiden Atomzustände wird. Wenn das Atom aus dem Ausgangszustand in einen anderen Endzustand übergeht, charakterisiert durch den Index $'''$, und wenn die dabei ausgestrahlte Linie der Gleichung

$$\nu' = T''' - T' \quad (6a)$$

genügt, so sollte auch die Differenz

$$\nu' - \nu = T''' - T'' \quad (6b)$$

eine neue Linie desselben Atoms darstellen, die beim Übergang aus dem Zustand $''$ in den Zustand $'''$ ausgesandt wird. In der Tat werden solche „Kombinationslinien" in großer Zahl beobachtet, so daß wir dies nach seinem Entdecker Ritz benannte, äußerst fruchtbare Kombinationsprinzip als unmittelbare experimentelle Bestätigung des Bohrschen Postulats (B) anzusehen haben. Übrigens kann man dies Postulat offenbar als inhaltsgleich mit der Einsteinschen Quantengleichung (2a) betrachten: denn wenn Licht der Schwingungszahl ν Elektronen aus einem Atom auslöst, so daß sie mit der Geschwindigkeit v die bestrahlte Fläche verlassen (lichtelektrischer Effekt), so ist $^1/_2 m v^2 - (-P)$ die Energiedifferenz der Elektronen nach und vor der Auslösung, gleich der Quantenenergie $h\nu$ des wirksamen (absorbierten) Lichts. Umgekehrt können Elektronen der Geschwindigkeit v beim Aufprallen auf ein Atom höchstens ihre Gesamtenergie $^1/_2 m v^2$ abgeben und elektromagnetische Strahlung der Quantenenergie $h\nu = {}^1/_2 m v^2$ erzeugen (Anregung von Spektrallinien durch den Stoß langsamer Elektronen, Erzeugung des kontinuierlichen Röntgenspektrums mit der kurzwelligen maximalen Grenzfrequenz ν_{max}, vgl. § 4). So sind auch diese älteren Quantenhypothesen nur Spezialfälle des Bohrschen Postulats, ihre experimentellen Bestätigungen bilden zugleich experimentelle Unterlagen dieses Postulats.

Andererseits darf nicht verschwiegen werden, daß die Bohrsche Theorie über die Entstehung der Wellenstrahlung aus dem Quantenprozeß und über den Mechanismus der Emission selbst nichts aussagt. Wie das Atom aus einem Zustand in den anderen, bzw. wie das Elektron aus einer Bahn in die andere gelangt, diese Frage wird von der bisherigen Theorie nicht berührt. Ja, es bleibt vorläufig unentschieden, ob das Elektron bereits beim Verlassen der Ausgangsbahn mit der „richtigen" Frequenz zu strahlen beginnt — also entgegen dem Kausalprinzip die Bahn, auf der der Quantensprung enden wird, schon „vorher kennt" — oder ob das Elektron unter momentaner Verletzung des Energieprinzips erst nach Ankunft auf der Endbahn zu strahlen beginnt. Vielleicht ist das ganze Bild des von einer Bahn zur anderen „springenden" Elektrons nur ein provisorisches, das gänzlich anderen Vorstellungen weichen muß. Vielleicht besitzt auch der erste Hauptsatz der Thermodynamik, der Satz von der Erhaltung der Energie, ebenso wie der zweite Hauptsatz, das Gesetz von der Vermehrung der Entropie, nur statistische Bedeutung[1]): bei einzelnen Atomprozessen wird er vielleicht momentan verletzt, behält aber als Endergebnis eines Atomvorganges seine Gültigkeit, dies ist ja gerade der Inhalt des Postulats B. Diese Postulate selbst werden zweifellos — trotz jener Möglichkeit — als unmittelbarer Ausdruck einer großen Zahl experimenteller Tatsachen ihre Bedeutung behalten, die Erfolge der Bohrschen Theorie — die Deutung der Serienzusammenhänge und der vielen Beziehungen zwischen den Eigenschaften der Atome — bleiben davon unberührt, wie man sich im einzelnen den Quantenübergang und den Emissionsprozeß vorstellt.

[1]) Vgl. N. Bohr, Ztschr. f. Phys. **13** (1922), S. 163.

(Schluß folgt.)



Originalmitteilungen.

Die Glimmröhre als Spannungsnormal zur Messung von Spannungsscheitelwerten.

Von A. Palm.

Die Ionisierung eines Gases durch Elektronenstoß läßt sich bekanntlich in der Form $\frac{1}{2} m v^2 = e \cdot \mathfrak{E}$ mathematisch darstellen. Hierbei bedeutet m die Masse, v die Geschwindigkeit, e die Ladung eines Elektrons und $\mathfrak{E}$ die elektrische Feldstärke an der Stelle, an welcher Stoßionisierung eintritt. Die Masse m und die Ladung e sind wohlbekannte Naturkonstanten. Für eine bestimmte Elektrodenanordnung und für ein Gas von bestimmter Dichte ist die Elektronengeschwindigkeit v und die Feldstärke $\mathfrak{E}$ nur von der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden abhängig. Es müßte also in einer Glimmröhre die Stoßionisation oder, anders ausgedrückt, das „Glimmen" immer bei einer ganz bestimmten Potentialdifferenz zwischen den Elektroden eintreten, unabhängig von der Art der zeitlichen Änderungen der angelegten Spannung. Die Erfahrung hat gelehrt, daß sehr große Abweichungen von diesem Idealfall eintreten können. Es ist das Ziel der vorliegenden Arbeit, die Bedingungen zu untersuchen, unter welchen dieser Idealfall mit möglichster Annäherung zu verwirklichen ist. Und es ist — um das Resultat vorwegzunehmen — gelungen, eine Anordnung zu finden, die sich als praktisch trägheitsloses Spannungsnormal von guter Konstanz erwiesen hat.

Mit einer solchen Glimmröhre als Spannungsnormal lassen sich die Scheitelwerte besonders periodischer Spannungen in einfacher Weise durch Verwendung eines Spannungsteilers messen, ähnlich wie man mit dem Normalelement am Kompensationsapparat Spannungen mißt. Fig. 1 zeigt die grundsätzliche Anordnung. Hier ist G die Glimmröhre mit konstanter Glimmspannung[1] V_g; die zu messende Scheitelspannung ist V, die an den Widerständen R_1 und R_2 in die Spannungen V_1 und V_2 geteilt wird. Es gilt dann für quasistationäre Verhältnisse, wie sich leicht ableiten läßt, die Beziehung

Fig. 1.

$$V = V_1 \left(\frac{R_2}{R_1} + 1 \right). \tag{1}$$

Reguliert man, das heißt verkleinert man den Widerstand R_2 so lange, bis die Glimmröhre eben anfängt zu glimmen, so ist in diesem Augenblick $V_1 = V_g$. Setzt man diese konstante Größe in Gleichung (1), so wird

$$V = V_g \left(\frac{R_2}{R_1} + 1 \right). \tag{2}$$

Hier ist nun rechts R_2 noch die einzige Veränderliche. Der Widerstand R_2 gibt also ein direktes Maß für die gesuchte Scheitelspannung V.

Die Gleichungen (1) und (2) gelten nur bis zum Einsatz des Glimmens. Sowie die Glimmröhre G glimmt, fließt parallel zum Widerstand R_1 ein Strom. Dieser Strom kann in einfacher Weise als Signal der Erreichung der richtigen Größe des Widerstandes R_2 dienen. Einmal ist bei den meisten Gasen der Eintritt der Stoßionisation durch eine Leuchterscheinung deutlich zu erkennen. Ferner kann man etwa bei a (Fig. 1) entweder einen empfindlichen Strommesser oder ein Telefon in den Stromkreis der Glimmröhre legen und dadurch den Glimmeinsatz sehr sicher erkennen. Endlich hat bei geeigneter Wahl der Widerstände R_1 und R_2 der Glimmstrom ein Sinken des Effektivwertes der Spannung an R_1 zur Folge. Legt man an R_1 etwa ein elektrostatisches Voltmeter, so zeigt sich an diesem der Einsatz des Glimmens durch einen sehr plötzlichen Rückgang des Zeigers an.

Statt der Ohmschen Widerstände R_1 und R_2 kann man auch Selbstinduktionen oder Kondensatoren verwenden. Die Methoden zur Messung des Spannungscheitelwertes werden unten beschrieben, um zunächst die Glimmröhre selbst und die an ihr auftretenden Erscheinungen zu untersuchen.

Eine Glimmröhre, die als Spannungsnormal verwendet werden soll, muß möglichst vollkommen den folgenden Bedingungen genügen:

a) Die Glimmspannung muß unabhängig von der Häufigkeit des Glimmeinsatzes immer dieselbe sein,

b) die Glimmspannung muß lange Zeit konstant bleiben,

c) die Glimmspannung muß unabhängig sein von äußeren Einflüssen.

d) die Glimmspannung muß unabhängig sein von Kurvenform und Frequenz der angelegten Spannung.

In der sehr umfangreichen Literatur über Elektrizität in Gasen und besonders über die Erscheinungen in Glimmröhren findet man ver-

[1] Hier sei unter „Glimmspannung" mit der Bezeichnung V_g diejenige Spannung verstanden, bei welcher der Zustand des Glimmens einsetzt. V_g ist also eine Eigenschaft der Glimmröhre.

hältnismäßig wenig Angaben über die Glimmspannung, und diese sind zum Teil recht widersprechend. Die einzige mir bekannt gewordene systematische Untersuchung des Glimmeinsatzes in Abhängigkeit vom Scheitelwert der angelegten Spannung ist die von Peek über sein Korona-Voltmeter[1]), doch handelt es sich hier nicht um eine Glimmröhre im üblichen Sinn mit einem konstanten Gasinhalt. Leider läßt diese mit großer Sorgfalt ausgeführte Arbeit eine Untersuchung der Frequenzabhängigkeit vermissen. Es wird nur angenommen, daß im Bereich der technischen Frequenzen (the commercial range frequency) keine Beeinflussung der Glimmspannung durch die Frequenz stattfinde und schließlich mitgeteilt, daß die Beobachtung mit den benutzten genauen Methoden eine leichte Beeinflussung durch die Frequenz innerhalb des erwähnten Bereiches zeige.

Kapitel I.

Vorversuche. Untersuchung der Schaltungen.

1. Vorversuche mit Gleichstrom.

Als erste Versuchsglimmröhre habe ich eine Glimmlampe von Julius Pinsch, A.-G., verwendet, mit halbkugelförmiger Kathode und stiftförmiger Anode. Diese Lampe ist mit Neon—Helium gefüllt, das absichtlich mit etwas Quecksilberdampf verunreinigt ist. Der Gasdruck wird nahe dem Optimum der Spannungsdruckkurve, also bei etwa 10 mm Hg liegen. Fig. 2 zeigt die Schaltung zur

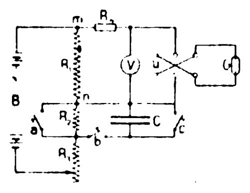


Fig. 2.

Messung in Gleichstrom, die später mit geringen Abänderungen noch häufig verwendet wurde. V ist ein elektrostatisches Voltmeter. Die zur Spannungsteilung verwendeten Widerstände wurden so gewählt, daß die Spannung zwischen den Punkten m und n und damit die Spannung an der Glimmröhre um ganz geringe Beträge geändert werden konnte. Die Spannungsregulierung muß mindestens so langsam erfolgen, daß das Voltmeter V Zeit hat, sich einzustellen. Mit dem Widerstand R_4 kann die Größe des Glimmstromes eingestellt werden, der zur Schonung der Glimmröhre zweckmäßig klein gehalten wird. Auf die Glimmspannung ist die Größe von R_4 bei einwandfreier Schaltung ohne Einfluß, wie sehr zahlreiche Messungen zeigten. Nur wenn R_4 so groß gewählt wird, daß die Erkennung des Glimmeinsatzes unsicher wird, treten auch scheinbare Unsicherheiten bei der Glimmspannung ein.

Ich habe unter ganz gleichbleibenden Verhältnissen und bei langsamer Steigerung der Spannung den Glimmeinsatz dieser Glimmlampe 70 mal gemessen. Es wurde nach je 10 Messungen der Vorschaltwiderstand R_4 geändert und war in folgenden 7 Stufen: (600, 400, 300, 200, 100, 0) $\times 10^3$ Ohm. Dabei betrug der größte Wert der Glimmspannung 187,4, der kleinste 186,0 Volt. Scheidet man die Messungen mit 600×10^3 Ohm Vorschaltwiderstand, bei welchem der Glimmeinsatz nicht mehr ganz sicher erkennbar ist und die Reihe ohne Vorschaltwiderstand — die Lampe ist hier als Meßröhre zu stark belastet — aus, so liegen die verbleibenden 50 Werte innerhalb 186,0 und 186,6 Volt. Auch von den abgestrichenen 20 Werten liegen nur 7 außerhalb dieser Grenzen. Die Abweichungen vom Mittelwert 186,3 beträgt also nur $\pm$ 1,6 ‰.

Die ersten starken Abweichungen traten ein, als ich bei eintretender Dunkelheit in etwa 1/2 m Entfernung von der Glimmlampe eine Glühlampe aufstellte, die mit Gleichstrom gespeist war. Die Abweichungen blieben dieselben, ob die Lampe an ihrer Fassung ein- oder ausgeschaltet war. Erst nach Abschalten der Glühlampenleitung an der Wandsteckdose zeigte auch die Glimmlampe wieder die normale Glimmspannung. Die Ursache der beobachteten Abweichung liegt also in einer elektrostatischen Beeinflussung, einer Verzerrung des elektrischen Feldes an der Stelle des Glimmeinsatzes, die sich, wie später noch gezeigt wird, durch metallische Abschirmung beseitigen läßt.

Geht man mit der Spannung am Voltmeter V (Fig. 2) in ganz kleinen Schritten hoch, schaltet vor jedem Schritt die Glimmröhre aus, nach jedem Schritt wieder ein, so tritt der Glimmeinsatz genau bei derselben Spannung ein, wie bei der oben beschriebenen langsamen Spannungssteigerung, auch wenn die Glimmröhre vor dem Einschalten durch Kurzschließen entladen wurde. Dieser Versuch läßt vermuten, daß die Glimmspannung unabhängig ist von der Schaltgeschwindigkeit. Man findet jedoch sofort große Abweichungen der Glimmspannung, wenn man einen der Widerstände R_1, R_2 oder R_3 rasch ändert. Stellt man z. B. den Widerstand R_3 so ein, daß die Spannung am Voltmeter V etwa 2 Volt unter der Glimmspannung bleibt, die Röhre also nicht anspricht, geht nun zurück mit R_3 und sehr rasch wieder hoch auf den vorher eingestellten Wert, so wird die Glimmröhre mit großer Wahrscheinlichkeit ansprechen, die Glimmspannung liegt also scheinbar tiefer. Noch größer können die Abweichungen

[1]) Journal of the Americ. Institute of electr. Engeneers, Mai 1920, S. 441 u. 511.

sein, wenn man nach einer bestimmten Einstellung der Widerstände R die Batterie aus- und dann wieder einschaltet. Bei Verwendung anderer Widerstände in ähnlicher Schaltung habe ich beim plötzlichen Einschalten der Batterie meist keine Abweichungen der Glimmspannung gefunden.

Diese Erfahrungen lassen vermuten, daß die Ursache der beobachteten Abhängigkeit der Glimmspannung nicht in der Glimmröhre, sondern in den zur Spannungsunterteilung verwendeten Widerständen liegt. Sie sind, selbst bei bifilarer Wicklung immer noch mit Induktivität und Kapazität behaftet. Die Spannungsunterteilung wird bei veränderlichem Strom in den Widerständen anders sein als nach Eintritt des stationären Zustandes. Es ist also möglich, daß durch den Schaltstoß an der Glimmröhre, allerdings nur für eine sehr kurze Zeit, eine Spannung auftritt, die gleich oder größer ist wie die Glimmspannung, so daß der Glimmeinsatz erfolgt. Dieser Zustand wird nach Abklingen des Stoßes durch die etwas niedrigere Dauerspannung aufrecht erhalten. (Der Abbruch des Glimmens erfolgt bei Gleichstrom erst bei einer Spannung von $^1/_2$ bis $^1/_{10}$ der Glimmspannung.) Das Voltmeter zeigt den Schaltstoß selbstverständlich nicht an.

2. Spannungsstöße.

Man kann die Richtigkeit dieser Annahme durch einen einfachen Versuch nachweisen, dessen Schaltungsschema Fig. 2 ebenfalls zeigt.

R_1, R_2, R_3 sind die Widerstände zur Unterteilung der Batteriespannung. Das elektrostatische Voltmeter V und die Glimmröhre G liegen über den Schutzwiderstand R_4 an R_1. R_3 kann durch einen Taster a kurzgeschlossen werden. Durch einen Taster b läßt sich der Kondensator C (Größenordnung 0,1 Mikrofarad) parallel zu R_2 legen und C kann wieder durch einen Taster c entladen werden. Die Glimmspannung der hier verwendeten Röhre beträgt 440 Volt. Die Widerstände R_1, R_2, R_3 werden nun so eingestellt, daß das Voltmeter V folgende Spannungen zeigte:

Fall 1 $\begin{cases} \text{Taster } a \text{ geschlossen } V = 440 \text{ Volt} = V_0, \\ \quad \text{„} \quad a \text{ offen } \quad V = 435 \quad \text{„} \quad = V_2. \end{cases}$

Bei offenem Taster a wird nun die Glimmröhre mit dem Schalter u eingeschaltet und spricht nicht an. Sie spricht auch nicht an, wenn durch den Taster b der leere Kondensator C an R_2 gelegt wird. — Nun wird V eingestellt:

Fall 2 $\begin{cases} \text{Taster } a \text{ geschlossen } V = 441 \text{ Volt} = V_1, \\ \quad \text{„} \quad a \text{ offen } \quad V = 435 \quad \text{„} \quad = V_2. \end{cases}$

Wieder wird bei offenem Taster a die Glimmröhre eingeschaltet und spricht nicht an. Der Kondensator C wird durch Taster c entladen, c geöffnet, die Taste b geschlossen und sofort spricht die Glimmröhre G an, obwohl das Voltmeter V ruhig auf dem Wert 435 Volt stehen bleibt. Ich habe diesen Versuch häufig und auch bei anderen Spannungsgrenzen wiederholt, immer mit demselben Resultat. Die Erklärung ist einfach:

Besäße der Kreis $R_2 - C$ gar keine Selbstinduktion und R_2 keine Kapazität — ein nichtdarstellbarer Fall —, so würde im Augenblick des Schlusses bei b die Spannung an R_2 auf Null sinken, und die Spannung an R_1 würde auch bei der Einstellung im „Fall 1" für sehr kurze Zeit auf 440 Volt steigen und vielleicht die Röhre zum Glimmen bringen. Da der Kreis $R_2 - C$ mit geringer Selbstinduktion behaftet ist, wird die Spannung an R_2 beim Niederdrücken von Taste b nicht ganz auf Null sinken und damit im Fall 1 die Spannung an R_1 nicht ganz auf 440 Volt steigen. Es ist daher, um durch diesen Schaltstoß die Röhre zum Glimmen zu bringen, die im Fall 2 vorgenommene kleine Überhöhung der Spannung V auf 441 Volt notwendig.

Dieser Versuch lehrt, daß kurzzeitige Schaltstöße genügen, um den Zustand des Glimmens einzuleiten. Die etwas unter der Glimmspannung liegende Spannung V_2 (435 Volt) genügt, den neuen Zustand aufrecht zu erhalten. Ferner zeigt dieser Versuch, daß eine außerordentlich kurze Zeit (schätzungsweise 10^{-6} Sekunden) genügt, um bei erreichter Glimmspannung den Glimmzustand einzuleiten. Dieses wichtige Versuchsresultat bestätigt die theoretische Forderung der trägheitslosen Zustandsänderung und berechtigt zu der Hoffnung, daß sich die Glimmröhre zur Messung des Scheitelwertes einzelner Spannungsstöße und zur Messung des Scheitelwertes von Wechselspannungen sehr hoher Frequenz verwenden läßt.

Die vorstehende Überlegung hat gezeigt, wie durch Schaltvorgänge eine scheinbare Abweichung der Glimmspannung eintreten kann. Würde man statt des Kondensators C (Fig. 2) zur Steigerung der Spannung V von 435 auf 438 Volt einen mit Kapazität und Induktivität behafteten Widerstand zu R_3 parallel geschaltet haben, so wäre ebenfalls der Glimmzustand eingetreten und man hätte ohne Beachtung des Schaltstoßes angenommen, daß die Röhre zuweilen auch schon bei 438 statt 440 Volt glimmt.

In ähnlicher Weise lassen sich Verzögerungen des Glimmeinsatzes durch die Schaltungsweise experimentell darstellen. Schaltet man z. B. eine Glimmröhre parallel zu einem Kondensator von 10 Mikrofarad und legt vor beide einen Widerstand von 10^6 Ohm, so dauert es nach bekannten Beziehungen etwa 7 Sekunden, bis die Spannung am Kondensator auf die Hälfte der Gesamtspannung ansteigt. Entspricht dieser letztere Spannungswert gerade der Glimmspannung der angelegten Glimmröhre, so wird dieselbe erst

7 Sekunden nach dem Einschalten der Gesamtspannung ansprechen. Reguliert aber der Beobachter während dieser 7 Sekunden die Spannung ahnungslos weiter hoch, so wird er zu große Spannungswerte finden, die überdies noch von der Reguliergeschwindigkeit abhängen. Ich habe hier absichtlich ein etwas krasses Beispiel gewählt. Die Erscheinung tritt bei einer Spannungsunterteilung durch hochohmige Widerstände in viel geringerem Maße auf, kann aber doch das Meßresultat erheblich täuschen.

Diese Spannungsunterteilung mit Kapazität und Widerstand in Serie habe ich dazu benützt, den Glimmeinsatz bei ganz kontinuierlich steigender Spannung an der Glimmröhre zu untersuchen. Man hat nur durch einen entsprechenden Widerstand direkt vor der Röhre dafür zu sorgen, daß die sehr heftige Entladung des Kondensators über die Glimmröhre dieser nicht gefährlich wird. Dabei hat sich bei einer sehr großen Zahl von Messungen gezeigt, daß der Glimmeinsatz mit großer Genauigkeit immer bei derselben Spannung erfolgt. Kleine Abweichungen lagen durchaus innerhalb der möglichen Ablesefehler am Voltmeter.

Ferner zeigt dieser Versuch mit einer Serienschaltung von Widerstand und Kapazität die Möglichkeit periodischen Glimmens der Röhre. Ist die über den Widerstand zufließende Elektrizitätsmenge kleiner, als die über die Glimmröhre vom Kondensator abfließende, so sinkt dessen Spannung schließlich bis zum Abbruch des Glimmzustandes. Damit steigt die Spannung am Kondensator wieder an bis zum Glimmeinsatz und das Spiel wiederholt sich. Die Dauer einer Periode hängt vom Vorschaltwiderstand, der Kapazität und dem Ohmschen Widerstand der glimmenden Röhre ab. Die Erscheinung ist von J. Herweg[1]) eingehend untersucht und hat hier untergeordnete Bedeutung, da sie erst nach dem Glimmeinsatz, also nach erfolgter Spannungsmessung eintreten kann.

3. Vorversuche mit Wechselstrom.

Beobachtungen an Kondensatoren.

Die ersten Versuche mit Wechselstrom habe ich an einer zufällig vorhandenen Glimmröhre vorgenommen, eine einfache Glasröhre von 1,5 cm Durchmesser und 16 cm Länge. Die Elektroden, ursprünglich wohl Kugeln von etwa 4 mm Durchmesser, bestanden aus Aluminium und waren von der früheren Verwendung her bei starker Überlastung zu unförmigen Klumpen verschmort. Die Röhre war mit Wasserstoff gefüllt, mit welchem Druck konnte nicht festgestellt werden. Nach dem Bild des Glimmlichtes liegt der Druck zwischen 0,1 und 1 mm Hg. Die Messungen wurden in der Schaltung nach Fig. 3 vorgenommen. Die Spannung wurde hier durch zwei in Reihen geschaltete Kondensatoren C_1 und C_2 unterteilt. Die Kapazität von C_2 betrug etwa 70 cm. Die Kapazität von C_1 konnte zwischen 30 und 250 cm eingestellt werden. Die Glimmröhre lag mit einem elektrostatischen Voltmeter V_1 parallel am Kondensator C_1. Verkleinert man C_1, so steigt die Spannung V_1 und damit die Spannung an der Glimmröhre. Die Spannung läßt sich stetig bis zum Glimmeinsatz steigern. Die beiden Voltmeter V und V_1 zeigen Effektivwerte. Es wurde angenommen, daß der Scheitelfaktor (Scheitelwert zu Effektivwert) bei dem großen Werk der Stadt Frankfurt für einige Zeit konstant bleibt, daß aber kurzzeitige Änderungen bei Vornahme größerer Schaltungen im Netz vorkommen können.

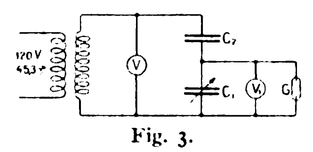


Fig. 3.

Über die Resultate dieser Messung gibt folgende Zusammenstellung Aufschluß:

Anzahl der Messungen 230, Glimmspannung, Mittelwert aller Messungen 583 Volt (eff.), von den 230 Werten weichen vom Mittelwert ab um mehr als

$+ 1\,\%$ 0 Werte,
$- 1\,\%$ 5 Werte (570, 572, 575, 576, 576),
$+ \frac{1}{2}\,\%$ 36 Werte,
$- \frac{1}{2}\,\%$ 38 Werte.

Es liegen also von 230 Werten 225 innerhalb $\pm 1\,\%$ vom Mittelwert, ein recht gutes Resultat in Anbetracht der sehr primitiven Röhre.

Bei den eben beschriebenen Messungen wurde der Kondensator C_1 langsam und gleichmäßig bewegt. Das Glimmen trat mit großer Genauigkeit immer wieder bei derselben Kondensatorstellung ein. Diese bestimmte Kondensatorstellung, bei welcher für stationäre Verhältnisse V_1 gleich der Glimmspannung V_g wird, sei mit C_1 bezeichnet. Zieht man nun den Kondensator sehr rasch, ruckartig auseinander, so erfolgt der Glimmeinsatz zuweilen schon, bevor die Stellung C_1 erreicht ist, also scheinbar bei einer zu kleinen Spannung. Diese auffallende Erscheinung hat ihre Ursache entweder in einer Abhängigkeit der Glimmröhre von der Geschwindigkeit der Spannungssteigerung oder in einer Abhängigkeit der Teilspannung V_1 von der Geschwindigkeit der Änderung der Kapazität C_2. Ersteres ist nicht der Fall, wenigstens nicht in der beobachteten Stärke, wie die weiter oben beschriebene Messung mit Gleichstromspannungsstößen zeigte und wie weiter

[1]) J. Herweg, Schwingungen und Hysteresis bei Glimmentladungen. Phys. Zeitschr. 1912, S. 633.

unten noch durch Messung mit Hochfrequenz gezeigt werden soll. Es ist also zu untersuchen, ob die beobachtete Abweichung in den Kondensatoren C_1 und C_2 ihre Ursache haben kann. In der Literatur fand ich nur eine Arbeit[1]) über die Vorgänge an veränderlichen Kondensatoren, jedoch für einen ganz anders liegenden Fall.

Bleibt die Ladung Q eines Kondensators von der Kapazität C konstant, so muß sich nach der bekannten Beziehung $Q = CV$ die Spannung V ändern, d. h. wachsen, wenn C kleiner wird. E. Regener[2]) beschreibt z. B. folgenden Versuch mit dem Halbleiterkondensator nach Johnson-Rabeck: Zieht man unter Spannung den Belag (Leiter) vom Stein (Halbleiter) mit Gewalt ab, so springen Funken zwischen beiden über, ein Zeichen hoher Potentialdifferenz, die erst durch die Verkleinerung der Kapazität entsteht.

Ich habe die Spannungsunterteilung nach Fig. 3 analytisch untersucht und gefunden, daß zu dem Wert von V_1, den man für $C_1 =$ const. findet, bei variablem C_1 noch ein additives, periodisches Glied hinzutritt, welches den Quotient dC_1/dt: Kreisfrequenz als Faktor enthält, d. h. sein Einfluß nimmt bei konstanter Änderung von C_1 mit steigender Frequenz der angelegten Spannung V ab. Leider fehlt hier der Raum zur Wiedergabe der Ableitung. Der Effekt ist bei gleichmäßiger Regulierung von C_1 (Fig. 3) schon bei den Frequenzen der Starkstromtechnik so klein, daß er nicht in die Erscheinung tritt. Bei stoßweiser Änderung von C_1 kann eine wesentliche Erhöhung desjenigen Momentanwertes eintreten, der gerade zeitlich mit dem Kondensatorstoß zusammenfällt. Liegt dieser Momentanwert nahe dem Maximalwert, so kann auch der Scheitelwert eine Erhöhung bis zu mehreren Prozent erfahren.

4. Einfluß des Energievorrates.

Es ist noch eine weitere Erscheinung zu untersuchen, deren Ursache in der Schaltung, d. h. außerhalb der Glimmröhre liegt. Bei der geschilderten Unterteilung der Spannung mittels Kondensatoren tritt der Glimmeinsatz immer scharf und sicher ein. Legt man jedoch die Glimmröhre direkt an die Sekundärwicklung eines Transformators oder unterteilt man die Spannung durch Selbstinduktionen, so erfolgt der Glimmeinsatz allmählich und beginnt häufig so schwach, daß er nicht sicher zu erkennen ist, wodurch wesentliche Abweichungen in einer Anzahl aufeinanderfolgender Beobachtungen entstehen. Schaltet man nun zur Glimmröhre einen Kondensator — es genügen etwa 100 cm — parallel, so setzt das Glimmen wieder scharf und sicher ein. Besonders auffallend ist diese Erscheinung bei spitzen Spannungskurven.

Die Erklärung gibt folgende Überlegung: Die potentielle Energie des Kondensators — $\frac{1}{2} C V^2$ — erreicht gleichzeitig mit der Spannung V ihren Maximalwert. Es ist also bei der ersten eintretenden Stoßionisierung genügend potentielle Energie vorhanden zur Auslösung eines kräftigen Glimmstromes. Der Einsatz des Glimmstromes, und damit der Glimmerscheinung erfolgt, plötzlich und ist daher sicher zu erkennen. Die potentielle Energie einer Induktivität ist $\frac{1}{2} L \cdot J^2$ und erreicht gleichzeitig mit dem Strom J ihren Maximalwert, zur Zeit des Spannungsmaximums ist sie Null. Es steht also beim Eintritt der ersten Stoßionisierung keine potentielle Energie zur Verfügung, die in Form eines Glimmstromes in kinetische Energie umgewandelt werden könnte. Erst bei einer Überschreitung der Glimmspannung wird ein Glimmstrom einsetzen. Er kann jedoch der großen Induktivität im Stromkreis wegen nicht schroff ansteigen. Die geringe vorhandene Energie wird also in verhältnismäßig langer Zeit erst umgesetzt, und der Glimmeffekt wird sich nur schwach ausbilden.

Man hat also bei Messungen mit der Glimmröhre darauf zu achten, daß beim Eintritt der Stoßionisierung eine hinreichende Menge potentieller Energie vorhanden ist, um einen plötzlichen und kräftigen Glimmstrom auszulösen.

Kapitel II.

Ausbildung einer geeigneten Glimmröhre.

1. Messung des Scheitelwertes mit der Joubertschen Scheibe als Kontrollmethode.

Die Glimmröhre soll auf den Scheitelwert der angelegten Spannung ansprechen. Zu ihrer Untersuchung ist eine exakte Messung mit einer anderen Methode als Kontrollmethode notwendig. Orientierende Messungen mit dem Oszillograph oder Oszillator haben gezeigt, daß dessen Genauigkeit nicht genügt, besonders nicht bei stark verzerrter Kurvenform oder höherer Frequenz. Zudem ist sein Eigenverbrauch zu groß, um etwa an in Serie geschalteten Kondensatoren Spannungskurven aufzunehmen. Ich habe zunächst eine mit zwei kleinen Generatoren direkt gekuppelte Joubertsche Scheibe verwendet. Mit den Generatoren waren Frequenzen von etwa 5 bis 1200 ~/s darstellbar; ihre Spannungskurven wichen sehr stark von der Sinusform ab. Die Momentanwerte der Spannung wurden hier nicht mit dem Galvanometer, sondern mit einem elektrostatischen

[1]) Emersleben, Freie Schwingungen in Kondensatorkreisen. Phys. Zeitschr. XXII, 1921, S. 393.

[2]) E. Regener, Über Erzeugung hoher Spannungen mit Hilfe des sogen. elektrostatischen Relais. Zeitschr. f. techn. Physik, 3. 220—222. 1922. Nr. 6.

Voltmeter[1]) mit proportionaler Skala gemessen. Die mit dem Voltmeter verbundenen Teile der Scheibe, die Verbindungsleitungen und das Voltmeter selbst waren mit Bernstein isoliert. Es war so möglich, den Spannungsscheitelwert (und jeden Momentanwert) sehr exakt zu messen und zwar, was hier sehr wichtig ist, mit einem Stromverbrauch, der im entscheidenden Augenblick sicher kleiner als 10^{-9} Amp. war.

2. Die Verwendung von Neon–Helium.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Glimmspannung vom Gasdruck habe ich eine kleine luftgefüllte Glasröhre mit ineinander liegenden Zylinderelektroden (Innenelektrode 0,3 mm Durchmesser, Außenelektrode 5 mm Innendurchmesser) mit einer Luftpumpe verbunden und den Luftdruck schrittweise verändert. Diese Messungen haben gezeigt, daß die Verwendungsmöglichkeit einer Glimmröhre als Spannungsnormal nur an einer geschlossenen Röhre von ganz konstantem Gasinhalt untersucht werden kann. Weitere Versuche an mit Luft, Stickstoff oder Wasserstoff gefüllten Röhren waren wenig befriedigend. Zudem ist der Glimmlichteffekt dieser Gase gering und ihr Kathodenfall beträgt bei Aluminiumelektroden einige hundert Volt. Die Glimmspannung liegt, wie auch die Elektrodenanordnung und der Gasdruck gewählt werden möge, immer etwas höher als der Kathodenfall. Daher erscheint es zweckmäßig, ein Gas mit möglichst gutem Glimmlichteffekt und kleinem Kathodenfall zu wählen.

Die eingangs beschriebenen günstigen Versuchsergebnisse mit der Neonglimmlampe veranlaßten mich, mit diesem Edelgase weitere Versuche anzustellen, zumal es mir durch die liebenswürdige Vermittlung des Herrn Dr. Siedler der Chemischen Fabrik Griesheim-Elektron in Griesheim in sehr vollkommener und gleichmäßiger Darstellung zur Verfügung stand. Nach Angabe des genannten Herrn setzt sich das verwendete Edelgas aus 75% Neon und 25% Helium zusammen. Es zeichnet sich durch die folgenden, für den vorliegenden Zweck sehr wertvollen Eigenschaften aus: Intensiv rotes Glimmlicht, das auch bei hellem Sonnenschein noch gut sichtbar ist, sehr auffallende Änderung der Farbe des Glimmlichtes bei der geringsten Verunreinigung, wodurch sich Fehler in der Herstellung der Röhre schon nach ganz kurzer Zeit bemerkbar machen und endlich ein sehr niedriger Kathodenfall von nur etwa 137 Volt[2]) bei Aluminiumelektroden (gegen 215 Volt bei Luft). Es müßte also möglich sein, mit der Neonglimmröhre den Scheitelwert einer effektiven Wechselspannung von 110 Volt zu messen, auch bei Sinusform. Bei den nachstehend beschriebenen Glimmröhren wurden nur Aluminiumelektroden verwendet. Die meisten Gase haben an Aluminiumelektroden einen kleineren Kathodenfall als an anderen Metallen. Ferner ist die Zerstäubung bei Al gering.

Elektrodenform	Hauptdaten $V\sim$ = Glimmspannung bei 45,3 ~/s in Volt R, r = Elektrodenradien in Millimetern
1	Nr. 2 3 mm Hg 275? ca. 1 Kurve $V\sim$ 440 ca. 600 von 2 $R = 14$ $r = 3$ Tafel II
2	Nr. 4 5 mm Hg ca. 1 80,5 Kurve $V\sim$ ca. 500 475 von 5 Elektrodenabstand 8 mm Tafel II
3	Nr. 6 7 mm Hg 199 203,5 Kurven $V\sim$ 225 (325) 445 Tafel III $R = 18,5$ $R = 18,5$ $r = 14,5$ $r = 15$
4	Nr. 8 9 mm Hg 145 80,5 Kurven $V\sim$ 570 410 (395) Tafel III $R = 14$ $R = 14$ $r = 1,25$ $r = 5,2$
5	Nr. 10 11 12 mm Hg 0,6 8 199 Kurve $V\sim$ ca. 640 185 ca. 440 von 11 $R = 14$ $r = 10$ Tafel IV
6	Nr. 13 14 15 16 17 | 18 mm Hg 5 12 24 60 99 | 13 $V\sim$ 185 160 190 225 225 | 190 $R = 14$ $r = 10$ Kurven Tafel IV | $R = 14$ $r = 13$
7	Nr. 19 20 mm Hg 29,5 199 Kurven $V\sim$ 305 415 Tafel II Spitzenabstand 7 mm

Tafel I.

Die Tafel I zeigt eine Auswahl der untersuchten, mit Neon–Helium gefüllten Glimmröhren. Die Füllung wurde mit den üblichen Vorsichtsmaßregeln vorgenommen, und es zeigte sich, daß nur ganz sorgfältig gefüllte Röhren verwendbar waren. Die Hauptabmessungen der Elektroden und der Gasdruck sind ebenfalls in der Tafel I

[1]) Vom Verfasser beschrieben: Zeitschr. f. Fernmeldetechnik, 1921, Heft 11.

[2]) Nach einer Messung des Verfassers.

angegeben. Fig. 4 zeigt photographische Aufnahmen von einigen dieser Glimmröhren.

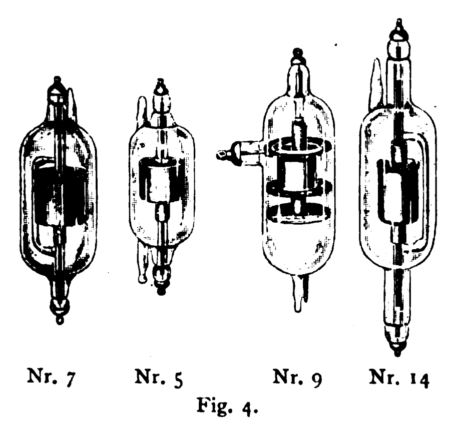


Fig. 4.

3. Glimmröhre mit Plattenelektroden.

Diese hier nicht abgebildete Glimmröhre besitzt einfache Plattenelektroden aus Aluminium von 40 mm Durchmesser, die parallel und koaxial in einem Abstand von 48 mm in ein Glasrohr von 55 mm lichter Weite eingeschmolzen sind. Sie wurde mit einem Druck von 155 mm Hg mit Neon gefüllt und spricht bei Gleichstrom mit großer Sicherheit bei 920 Volt an. Bei Wechselstrom genügt schon eine nahe Hand, um größere Abweichungen der Glimmspannung hervorzurufen. Diese Abweichungen haben ihre Ursache in dem nach außen elektrisch freiliegenden Feld zwischen den Elektroden. Umschließt man die Glasröhre mit einer Metallhülle, zur Abwehr fremder Felder, und verbindet man diese Hülle mit einer der Elektroden, so tritt bei Wechselstrom das Glimmen zwischen der anderen Elektrode und der Metallhülle ein. Der Glimmstrom fließt also in Form eines Verschiebungsstromes wie beim Kondensator durch die dünne Glaswandung.[1]) Bei Gleichstrom kann dies selbstverständlich nicht eintreten, und daher tritt auch das Glimmen nach einer Außenelektrode nicht auf. Für die Messung von Scheitelwerten kommt diese Glimmröhre also nicht in Frage, ich erwähne sie dennoch, da ich einige Messungen an ihr vorgenommen habe, deren Resultate für die Folge von Wichtigkeit sind.

Diese Glimmröhre habe ich während $1^1/_2$ Jahren auf Konstanz ihrer Glimmspannung (Gleichstrom) beobachtet und dabei die in der Tabelle 1 eingetragenen Werte gefunden.

Sämtliche Werte sind mit demselben elektrostatischen Voltmeter gemessen, das von Zeit zu Zeit mit einem Normalinstrument verglichen wurde. Die Zimmertemperatur schwankte zwischen 20 und 25° C. Ferner habe ich mit der Joubertschen

[1]) Vgl. J. Stark, Elektrizität in Gasen, S. 149.

Tabelle 1.

Datum	Zahl der Meßwerte	Glimmerspannung in Volt (Gleichstrom)		
		Mittelwert	größter Wert	kleinster Wert
15. 1. 21	13	921,9	922	921
8. 4. 21	36	919,4	920	918
13. 4. 21	18	920,4	925	918
10. 6. 21	11	921,0	922	920
9. 7. 21	2	922,0	922	922
23. 5. 22	2	920,0	920	920

Scheibe den Spannungsverlauf an der glimmenden Röhre aufgenommen bei einer Wechselspannung

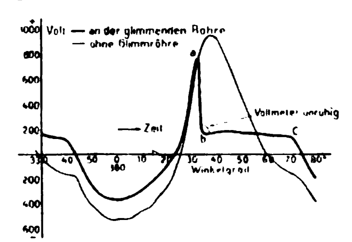


Fig. 5.

von 160 ~/s. Fig. 5 gibt die gefundenen Kurven wieder.

Die dünne Linie zeigt die Spannungskurve am Spannungsteiler bei abgeschalteter Glimmröhre. Die Unsymmetrie der beiden Halbwellen hat ihre Ursache in dem etwas primitiven kleinen Generator, dessen Ankerpole keine Wicklung besaßen. Der Wechselstrom wurde durch die Induktionsstöße in der Erregerwicklung gewonnen, die dünne Linie stellt also die sog. Ankerrückwirkung dar. Diese unsymmetrische Spannungskurve wurde bei späteren Untersuchungen noch häufig verwendet. Sie gestattet auch bei Wechselstrom, die Abhängigkeit der Glimmspannung von der Polarität einer bestimmten Elektrode zu untersuchen, was besonders bei Elektroden mit ungleich großen Oberflächen wertvoll ist. Nach der Aufnahme der Kurve ohne Glimmröhre mit 960 Volt Scheitelwert wurde dieser auf 930 Volt erniedrigt, die Glimmröhre eingeschaltet und nun die Spannung langsam gesteigert bis zum Glimmeinsatz, der bei 940 Volt erfolgte. Gleichzeitig ging das Voltmeter an der Joubertschen Scheibe sehr stark zurück. Nun wurde unter sorgfältiger Konstanthaltung von Erregerspannung und Tourenzahl des Generators die ebenfalls in Fig. 5 dargestellte Kurve (dicke Linie) an der glimmenden Röhre aufgenommen. Dabei stellte sich das Voltmeter an der Joubertschen Scheibe im allgemeinen sehr sicher und ruhig ein. Die scharfe Spitze bei *a* kam sehr deutlich zum Ausdruck. Nur in der Bucht bei *b* zeigte das Voltmeter eine starke Unruhe, so daß dort die Spannung nicht sicher gemessen werden konnte. Die Ursache dieser

Erscheinung kann nicht in der Meßanordnung liegen, es müssen also dort zwischen Steilabfall und dem nahezu konstanten Teil der Spannuug noch von Periode zu Periode unregelmäßige Spannungsänderungen eintreten.

Auffallend ist an der Kurve der Fig. 5, die den Mittelwert sehr vieler Perioden darstellt, daß der Glimmeinsatz (Punkt *a*) schon bei 760 Volt erfolgt, während der erste Glimmeinsatz bei 940 Volt[1]) eintrat. Die Ursache ist eine Nachwirkung des hier ziemlich groß gewählten Glimmstromes der vorangegangenen Perioden. Das Gas ist beim Anwachsen der neuen Spannungswelle noch stark ionisiert und daher tritt der Glimmeinsatz früher ein als bei der ersten Stoßionisierung des neutralen Gases. Die Röhre glimmt bei der kleinen Spannungshalbwelle nicht. Letztere wird durch die Vorgänge in der oberen Halbwelle auch etwas verzerrt.

Diese Glimmröhre zeigte in Wechselstrom neben der eben erwähnten starken Beeinflußbarkeit ihrer Glimmspannung durch fremde Felder auch eine starke Frequenzabhängigkeit, die aus folgenden Zahlen hervorgeht:

Frequenz	0	80	160	240 ~/s
Glimmspannung .	920	920	940	940 Volt.

Während der Messung dieser Werte wurde in der Nachbarschaft der Glimmröhre keinerlei Veränderung vorgenommen.

4. Glimmröhren mit ineinander liegenden Elektroden.

Die an der eben beschriebenen Glimmröhre gesammelten Erfahrungen legen es nahe, die Elektroden so anzuordnen, daß ihr elektrisches Feld an der Stelle, an welcher voraussichtlich der Glimmeinsatz erfolgt, durch die Anordnung selbst nach außen elektrisch abgeschirmt wird. Die Elektroden müssen also ineinander liegen. Das bedeutet den Verzicht auf ein homogenes Feld im Glimmraum. Der Spannungsgradient und damit die elektrische Feldstärke wird meist an der kleinen Innenelektrode größer sein als an der Innenfläche der Außenelektrode. Die Glimmspannung einer Röhre wird dadurch abhängig von der Spannungsrichtung, d. h. die Glimmspannung ist anders — meist größer —, wenn die kleine Elektrode Kathode ist, als wenn sie Anode ist, wie die weiter unten angegebenen Meßresultate zeigen werden. Legt man diese Glimmröhre an eine Wechselspannung mit vollständig symmetrischen Halbwellen, so wird sie immer mit dem kleinen Wert ihrer Glimmspannung ansprechen. Die Zweiwertigkeit der Glimmspannung ist also ohne Einfluß auf die Messung. Anders bei Wechselspannungen mit unsymmetrischen Halbwellen, z. B. von der Form der dünn gezogenen Linie in Fig. 5. Hier kommt es offenbar auf die Polarität der Glimmröhre an, deren Glimmspannung in der einen Richtung Vg_1, in der anderen Vg_2 sei. Ist Vg_1 nur wenig größer als Vg_2 und der Maximalwert V_1 der oberen Halbwelle wesentlich größer als der Maximalwert V_2 der unteren Halbwelle, so wird beim Umschalten der Röhre der Glimmeinsatz einmal bei

$$V_1 = Vg_1 \text{ und dann bei } V_1 = Vg_2$$

eintreten. Mit anderen Worten: man wird bei einer Scheitelwertmessung zwei verschiedene Werte erhalten, je nach der Polarität der Röhre zur Polarität der großen Halbwelle mit dem Scheitelwert V_1. Hat man den kleinen Wert Vg_2 als „die Glimmspannung" einer Röhre bezeichnet, so ist auch der kleinere der beiden Meßwerte der richtige. Erhält man also bei zwei Messungen mit verschiedener Polarität der Glimmröhre verschiedene Werte, so heißt dies, die Scheitelwerte der beiden Halbwellen der gemessenen Wechselspannung sind ungleich, es kann jedoch nur der größere gemessen werden. Ist dagegen die Glimmspannung Vg_1 sehr viel größer als Vg_2, der Maximalwert V_1 der oberen Halbwelle des Wechselstromes nur wenig größer als der Maximalwert V_2 seiner unteren Halbwelle, so wird beim Umschalten der Glimmröhre der Glimmeinsatz einmal

$$\text{bei } V_1 = Vg_2 \text{ und dann bei } V_2 = Vg_2$$

eintreten. Hier sind beide Werte richtig, wenn man wieder Vg_2 als „die Glimmspannung" der Röhre bezeichnet hat. Der größere Wert ist der Scheitelwert der großen Halbwelle, der kleinere Wert derjenige der kleinen Halbwelle. Man wird auf Grund dieser Überlegung von zwei sonst gleichwertigen Glimmröhren derjenigen den Vorzug geben, deren Glimmspannungen Vg_1 und Vg_2 die kleinere Differenz aufweisen. Man ist dann sicher, immer den größten Scheitelwert zu messen. Die Glimmspannung soll also auch bei ineinander liegenden Elektroden möglichst unabhängig sein von der Polarität der angelegten Spannung. An einer Wechselspannung mit ungleichen Halbwellen (Fig. 5) läßt sich sehr bequem untersuchen, wie weit eine Glimmröhre diese Forderung erfüllt.

Die Oberflächen ineinander liegender Elektroden werden immer ungleich groß ausfallen. Dies hat auf den Glimmeinsatz keinen anderen Einfluß als den eben beschriebenen. Bei der glimmenden Röhre dagegen wird ihr innerer Widerstand kleiner sein, wenn die Elektrode mit großer Oberfläche Kathode ist, als wenn die Elektrode mit kleiner Oberfläche Kathode ist. Es tritt dadurch die bekannte Gleichrichterwirkung auf, und damit ent-

[1]) Die Glimmspannung bei Wechselstrom liegt bei dieser Glimmröhre höher als bei Gleichstrom, vgl. Tabelle 1.

steht auch bei symmetrischen Halbwellen eine Gleichstromkomponente, die es ermöglicht, den Glimmeinsatz mit dem Galvanometer nachzuweisen.

5. Kugelelektroden.

a) Die Glimmröhre Nr. 2 und 3.

Es wurden zwei Glimmröhren angefertigt, die in der Tafel I dargestellt und mit den Nummern 2 und 3 bezeichnet sind, auch die Abmessungen der Elektroden sind dort eingetragen. Die Glimmröhre 2 wurde zunächst auf einen Druck von 275 mm Hg mit Neon—Helium gefüllt. Die Glimmspannung betrug bei Gleichstrom 672 bzw. 576 Volt, je nachdem die kleine Elektrode Kathode oder Anode war. Die Untersuchung in Wechselstrom mit der Joubertschen Scheibe ergab bei 60 bis 500 ~/s Werte, die ganz unregelmäßig zwischen 650 und 807 Volt Glimmspannung lagen. Die Röhre war so nicht zu gebrauchen. Sie wurde später mit einem Druck von 20,5 mm Hg neu gefüllt und zeigte etwas bessere Werte der Glimmspannung.

Die Glimmröhre Nr. 3 war auf einen Druck von 1 mm Hg gefüllt. Die kleine Elektrode war durch ein Versehen des Glasbläsers in Richtung der Röhrenachse etwas verrückt, so daß der Elektrodenabstand nur noch etwa 3 mm betrug. Die Röhre ist in Wechselstrom etwas besser als die Röhre Nr. 2, es zeigen sich jedoch bei einer Frequenzänderung von 60 auf 200 ~/s Fehler der Glimmspannung von 8 %. Die Röhre ist daher als Spannungsnormal ebenfalls nicht zu gebrauchen.

Bei der Messung der Glimmröhre 3 in Gleichstrom zeigte sich jedoch eine interessante Erscheinung, welche für die Beurteilung der Röhren wichtig ist und die hier kurz beschrieben werden soll:

α) Große Elektrode ist Kathode, vor der Röhre liegt ein Schutzwiderstand (R_4 Fig. 2) von $8 \cdot 10^6$ Ohm. Bei 790 Volt zwischen den Elektroden glimmt die Röhre noch nicht. Bei 798 Volt setzt ein ganz schwaches, kaum sichtbares Glimmen ein, wird immer stärker und erlischt mit einem hellen Anfleuchten. Dies wiederholt sich mit einer Periode von 4 bis 7 Sekunden, das Glimmen selbst dauert etwa 2 Sekunden. Läßt man die Glimmröhre, nachdem man sie durch eine Verbindung zwischen den Elektroden sorgfältig entladen hat, etwa 20 Minuten spannungslos stehen und schaltet sie dann wieder mit 798 Volt ein, so vergehen 10 bis 15 Sekunden bis zum ersten Glimmeinsatz und das beschriebene Spiel beginnt von neuem. Geht man unmittelbar nach dem Erlöschen des periodischen Glimmens mit der Spannung auf etwa 730 Volt herunter und sofort wieder herauf, so setzt das Glimmen sehr sicher zwischen 798 und 802 Volt ein. Läßt man dagegen die Spannung etwa 1 Minute auf 790 Volt stehen (wieder von 730 Volt ansteigend) und steigert sie dann langsam, so tritt bei 820 Volt noch kein Glimmen ein. Berührt man jetzt die Glasröhre kurz mit der Hand, so tritt ganz allmählich der Glimmzustand ein und setzt ebenfalls periodisch aus.

Man ist versucht, die Ursache der Erscheinung in einer langsamen Aufladung der Elektroden über den hohen Vorschaltwiderstand von $8 \cdot 10^6$ Ohm zu suchen mit einer allmählich wachsenden Schicht ionisierten Gases auf den Elektroden, und damit würden die Radien der Elektroden durch die leitende Gasschicht geändert, die Kapazität der Glimmröhre wird immer größer. Das Optimum der Spannungsfestigkeit liegt bei einem Verhältnis der Elektrodenradien[1]) von 1 : 2. Ist dieses Verhältnis erreicht, so erfolgt durch plötzlichen Übergang zwischen den Elektroden der Ausgleich der angesammelten Ladung (helles Aufleuchten und Abbruch des Glimmens) und es beginnt von neuem eine Ladeperiode. Wäre diese Erklärung richtig, so müßte durch Änderung des Vorschaltwiderstandes eine Änderung der Periodendauer eintreten. Verringert man jedoch den Vorschaltwiderstand von $8 \cdot 10^6$ auf 10^4 Ohm, so tritt keine merkliche Änderung der Erscheinung auf.

β) Kleine Elektrode ist Kathode. Zwischen Glimmröhre und Batterie liegt nur noch das Stück R_2 der Spannungsteiler (Fig. 2) von der Größenordnung 10^3 Ohm. Die Spannung an der Glimmröhre wird auf 470 Volt eingestellt, sie fängt an ganz dunkelrot zu glimmen, wird immer heller und hat schließlich direkte Funkenübergänge, die nicht von selbst erlöschen. Die Röhre wird daher abgeschaltet. Vom Einschalten der Röhre bis zum Beginn des Glimmens, der gut zu erkennen ist, vergeht eine gewisse Zeit, die in auffallender Weise von der angelegten Spannung abhängig ist. Dies soll die folgende Tabelle zeigen. Links ist die Spannung an der Glimmröhre angeschrieben, die erst beim Eintreten direkter Funkenübergänge in der Röhre etwas sank. Beim Einsatz der Funkenübergänge wurde ausgeschaltet, die Spannung auf den angegebenen Wert erniedrigt und dann sofort wieder eingeschaltet. Nun wurde die Zeit vom Einschalten bis zum Beginn des Glimmens wie folgt beobachtet:

Tabelle 2.

480 Volt	beginnt	nach	40	Sekunden	zu	glimmen,
470 „	„	„	45	„	„	„
460 „	„	„	70	„	„	„
450 „	„	„	123	„	„	„
440 „	„	„	220	„	„	„
430 „	glimmt	nach	600	„	noch	nicht.

[1]) Vgl. Petersen, Hochspannungstechnik (1914), S. 26. Aus der dort angegebenen Gleichung (23) für dV/dr ergibt sich für $r_2 = 2r_1$ ein Minimum für den Spannungsgradient.

Aus Tabelle 2 findet man folgende Beziehung zwischen der angelegten Spannung V und der Zeit t in Sekunden, die zwischen Einschalten und Glimmeinsatz verstreicht:

$$V = 431 + \frac{1950}{t} \text{ Volt,}$$

d. h., die Röhre spricht sofort ($t = 0$) nur bei ∞ großer Spannung an, während sie bei 431 Volt (Asymptote) erst nach ∞ langer Zeit anspricht.

Eine wirklich befriedigende Erklärung für diese Erscheinungen habe ich nicht gefunden. Leider ist zu Beginn einer weiteren Versuchsreihe die kleine Elektrode dieser interessanten Glimmröhre verbrannt, so daß die Versuche abgebrochen werden mußten. Die Röhre war, wie bereits erwähnt, bei einem Druck von nur 1 mm Hg mit Neon gefüllt; bei höheren Drucken habe ich eine ähnliche Erscheinung nie beobachtet.

b) Die Glimmröhre Nr. 4 und 5.

Die Form der Elektroden dieser Röhren ist in der 2. Spalte der Tafel I dargestellt, die äußere Form zeigt Fig. 4. Es stehen sich zwei Halbkugeln von 6 mm Radius im Abstand von 8 mm gegenüber. Die eine Halbkugel ist in den Boden eines Hohlzylinders eingeschraubt, welcher das elektrische Feld zwischen den Elektroden gegen Beeinflussung von außen schützt.

Die Glimmröhre Nr. 4 wurde mit einem Druck von 1 mm Hg mit Neon–Helium gefüllt. Der Glimmeinsatz erfolgte in Gleichstrom bei 560 bzw. 330 Volt, je nachdem die Elektrode mit dem Schutzzylinder Anode oder Kathode war. In Wechselstrom zeigte die Röhre sehr starke Unregelmäßigkeiten, nicht nur bei Änderung der Frequenz, sondern auch zwischen Meßwerten mit der gleichen Frequenz. Der Gasdruck war bei dieser Röhre zu klein. Das Glimmen trat nicht innerhalb des Schutzzylinders zwischen den beiden Halbkugeln ein, sondern außen zwischen dem Rand des Schutzzylinders und dem Schaft der anderen Elektrode, eine bei niedrigen Drucken bekannte Erscheinung. Es ist also notwendig, die Gasdichte mindestens so groß zu wählen, daß der Glimmeinsatz sicher auf dem beabsichtigten kürzesten Weg zwischen den Elektroden eintritt. Diese kritische Gasdichte liegt für Neon–Helium bei einem Druck von einigen Millimetern Hg.

Die zweite Röhre dieser Elektrodenform, Nr. 5, wurde zunächst mit einem Druck von 270 mm Hg gefüllt. Auch die Glimmspannung dieser Röhre zeigt eine starke Frequenzabhängigkeit, die Glimmspannung V_g stieg zwischen 60 u. 300 ~/s von 600 auf 750 Volt. Der Gasdruck wurde dann von 270 auf 80,5 mm Hg erniedrigt. Die Glimmspannung betrug jetzt zwischen 20 und 500 ~/s 475 Volt mit kleinen aber unregelmäßigen Abweichungen (vgl. Tafel II). Die Frequenzabhängigkeit wurde also sehr viel kleiner. Dieses Versuchsresultat ist schon ein gewisser Hinweis darauf, daß es wohl in bezug auf die Frequenzabhängigkeit einen günstigsten Gasdruck gibt. Es ist aber noch weiteres Versuchsmaterial zur Beurteilung dieser Frage notwendig in Verbindung mit der Ausbildung einer günstigen Elektrodenform.

6. Zylinderelektroden.

Es liegt nahe, als Elektroden einen Hohlzylinder und einen zu diesem konzentrisch gelagerten Innenzylinder zu verwenden. Aus der Hochspannungstechnik[1]) ist es bekannt, daß das Optimum der Durchschlagsfestigkeit für $R/r = e$ eintritt, wo R den Innenradius des äußeren, r den Außenradius des inneren Zylinders und e die Basis der natürlichen Logarithmen bedeutet. Dieses kritische Verhältnis wird voraussichtlich auch hier eine Rolle spielen. Es sollen daher Glimmröhren untersucht werden mit $R/r < e$, $R/r = e$ und $R/r > e$.

a) Die Glimmröhren Nr. 6 und 7.

Es wurden zunächst zwei Glimmröhren mit Zylinderelektroden hergestellt, die in der Tafel I, Spalte 3 und in der Fig. 4 dargestellt sind. Das Verhältnis der Radien betrug 37 mm/29 mm = 1,27, ist also wesentlich kleiner als e. Die Glimmröhre Nr. 6 wurde mit einem Druck von 255, Nr. 7 mit 203,5 mm Hg gefüllt. Die mit Gleichstrom gemessene Glimmspannung der Röhre Nr. 6 betrug 308 bzw. 298 Volt, wenn die kleinere Elektrode Kathode bzw. Anode war. Bei der Röhre Nr. 6 stieg die Glimmspannung mit der Frequenz, aber auch mit der Zeit etwas an und es zeigte sich bald, daß die Glasröhre undicht war. Für die Glimmröhre Nr. 7 fand ich die in folgender Tabelle eingetragenen Werte:

Tabelle 3.

~/s	Glimmspannung, Volt kleine Elektrode	
	Kathode	Anode
0	430	425
3,5	425	425
10	425	425
15	422	422
35	426	425
58	427	427
75	424	425
240	427	427
560	427	428
933	425	425
1200	432	433

[1]) Vergl. z. B. Petersen, Hochspannungstechnik 1911, S. 44 u. f.

Mit Ausnahme des Gleichstromwertes und der beiden letzten Werte bei 1200 ~/s liegen die Abweichungen innerhalb der mit der Joubertschen Scheibe erzielbaren Genauigkeit. Es zeigt diese Elektrodenform also auch bei verhältnismäßig hohem Gasdruck eine recht konstante Glimmspannung. Die Röhre 7 wurde durch eine Überlastung beschädigt. Beide Röhren Nr. 6 und 7 wurden später repariert, über weitere Messungen wird unten berichtet.

b) Die Glimmröhre Nr. 8 und 9.

Diese beiden Glimmröhren weichen in der Konstruktion etwas ab von den bisherigen. Die innere Elektrode ist wesentlich länger als die äußere. An der letzteren sind zur Vermeidung scharfer Kanten die Ränder umgedrückt. Zur Zentrierung der Elektroden sind an den Enden Glimmerscheiben aufgesetzt, die genau in das Glasrohr passen. In der schematischen Darstellung der Tafel I sind diese Glimmerscheiben weggelassen, sie sind jedoch in der photographischen Aufnahme der Röhre 9, Fig. 4, erkennbar. Die Verwendung von Glimmer innerhalb der Röhre hatte auf die Konstanz des Gasdrucks und die Ausbildung der Glimmerscheinung keinen feststellbaren Einfluß.

Die Glimmröhre Nr. 8 ist zu 145 mm Hg mit Neon—Helium gefüllt. Das Verhältnis der Elektrodenradien beträgt 14 mm/1,25 mm = 11,2, ist also sehr viel größer als e. Sie zeigte schon bei der Untersuchung im Gleichstrom ein eigenartiges Verhalten. Bei 44 Messungen mit der kleinen Elektrode als Kathode wurde ein Mittelwert der Glimmspannung von 581,7 Volt gefunden, wobei die größten Abweichungen vom Mittel + 0,57 und — 1,15 % betrugen. Auch spätere Messungen ergaben Werte der Glimmspannung, welche innerhalb dieser Grenzen liegen. Beim Glimmeinsatz zeigt die kleine Elektrode (Kathode) einen scharf umgrenzten hellen Fleck. Schaltet man nun die angelegte Spannung um, so daß die kleine Elektrode Anode wird, dann zeigt das vorgeschaltete Galvanometer schon bei etwa 480 Volt einen Glimmstrom an, mit dem Auge ist keine Glimmerscheinung wahrzunehmen. Steigert man die Spannung, so wächst der Glimmstrom. Bei 520 Volt glimmt der ganze Stift (Anode) dunkelrot. Bei 595 bis 600 Volt wächst der Glimmstrom plötzlich an, und es entsteht auf der Innenseite der großen Elektrode (Kathode) ein heller Glimmfleck mit scharf umgrenztem Fußpunkt.

Bei Wechselstrom mit ungleichen Halbwellen tritt der Glimmeinsatz sicher und scharf ein, wenn die kleine Elektrode als Kathode glimmt. Sehr zahlreiche Messungen der Glimmspannung bei 15 bis 500 ~/s ergaben im Mittel 580 Volt mit Abweichungen von etwa ± 2 %. Wendet man die Spannung, so daß die große Elektrode als Kathode glimmt, dann hört man bei etwa 560 Volt im Telephon ein unregelmäßiges Knacken, das mit steigender Spannung rascher wird. An der kleinen Elektrode (Anode) treten ganz kleine Pünktchen auf, die kurz aber hell aufleuchten und ihren Ort sehr schnell ändern. Schließlich tritt bei etwa 580 Volt normales Glimmen ein. Bei symmetrischen Halbwellen der angelegten Spannung von 5 bis 500 ~/s liegt die Glimmspannung zwischen 560 und 575 Volt, das Knacken im Telephon vor dem eigentlichen Glimmeinsatz habe ich hier nicht beobachtet. Der Glimmstrom zeigt auch bei symmetrischer Wechselspannung, wie zu erwarten war, im Galvanometer eine starke Gleichstromkomponente.

Bei der Glimmröhre Nr. 9 ist das Verhältnis der beiden Elektrodenradien 14 mm/5,15 mm = 2,718, also genau gleich e. Die Röhre wurde zu 80,5 mm Hg mit Neon-Helium gefüllt. Die Glimmspannung beträgt in Gleich- und Wechselstrom etwa 400 Volt mit Abweichungen von ± 4 %. Die Glimmspannung liegt durchschnittlich etwas höher, wenn die kleine Elektrode, Kathode ist. Die Glimmspannung ist etwas unstet, was vielleicht in unreinen Elektrodenoberflächen seine Ursache hat.

Das bei der Glimmröhre Nr. 8 beobachtete Knacken im Telephon vor dem normalen Glimmeinsatz war hier nicht zu hören. Das Knacken ist somit sicher auf eine unvollkommene Ionisation zurückzuführen, wie sie bei Zylinderelektroden auftreten kann, wenn das Verhältnis der Elektrodenradien $R/r > e$ ist. Ich verweise dieserhalb auf das bereits angeführte Buch von Petersen über Hochspannungstechnik.

Bei beiden Röhren zeigt das Glimmlicht eine außerordentliche Unruhe und springt im ganzen Raum zwischen den Elektroden fortgesetzt von einer Stelle zur anderen. Umhüllt man die Glasröhre mit einer Metallfolie und verbindet diese mit der großen Elektrode, so bleibt die Glimmspannung dieselbe.

c) Die Glimmröhren Nr. 10, 11, 12.

Um den Einfluß des Gasdrucks zu untersuchen, wurden drei vollständig gleiche Glimmröhren angefertigt, deren Elektodenform in der Tafel I, Spalte 5 dargestellt ist. Die große Elektrode besteht wieder aus einem Hohlzylinder von 28 mm lichter Weite, in welchen die kleine Elektrode konzentrisch eingeführt ist. Letztere trägt am Ende eines Schaftes von $28 : e = 10$ mm Durchmesser eine Scheibe von 20 mm Durchmesser, die mit einem genauen Halbkreis von 2,5 mm Halbmesser abgerundet ist. Diese Form der kleinen Elektroden war mit der Absicht gewählt, den Glimm-

einsatz möglichst tief in das Innere der Außenelektrode zu verlegen. Ferner sollte dadurch das Tanzen des Glimmflecks, wie dies bei den Röhren 8 und 9 beobachtet wurde, auf einen möglichst engen Raum beschränkt werden. Vor der Füllung wurden die Elektroden gut gereinigt. Nr. 10 wurde mit einem Druck von 0,6 mm Hg gefüllt, glimmt ganz blaßrot längs des Glases also nicht oder nicht nur im Innern der großen Elektrode. Der Glimmstrom ist klein und im Telephon nur schwach hörbar. An der Röhre Nr. 11 wurde während der Füllung mit Neon-Helium das Minimum der Spannungsdruckkurve bei etwa 8 mm Hg ermittelt und die Röhre bei diesem Druck abgeschmolzen. Der Glimmeinsatz erfolgt sehr scharf und sicher, mit balligem, mattrotem Glimmlicht ohne scharfe Grenzen, aber nur innerhalb der großen Elektrode. Die Röhre 12 wurde mit dem verhältnismäßig hohen Druck von 275 mm Hg gefüllt. Der Glimmstrom setzt langsam ein, der Glimmeinsatz ist daher nicht scharf zu erkennen. Der Glimmfleck ist dunkelrot mit scharfen Grenzen und rotiert fortgesetzt mit unregelmäßig und häufig wechselnder Drehrichtung um die kleine Elektrode. Fig. 6

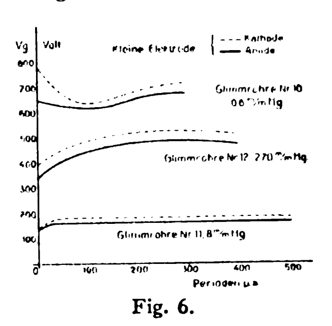


Fig. 6.

zeigt die Glimmspannung Vg in Abhängigkeit von der Frequenz der angelegten Spannung. Aus diesen drei Kurven geht sehr deutlich der Einfluß des Gasdrucks auf die Frequenzabhängigkeit der Glimmspannung hervor. Bei 0,6 mm Hg (Röhre 10) sinkt die Spannung zunächst bei steigender Periodenzahl auf einen Minimalwert bei etwa 100 ~/s, bei etwa 150 ~/s liegt ein deutlicher Wendepunkt, und die Glimmspannung steigt weiter an. Bei 8 mm Hg ist die Glimmspannung zwischen 20 und 500 ~/s praktisch konstant. Bei 275 mm Hg ist die Kurve gerade entgegengesetzt gekrümmt wie bei 0,6 mm Hg.

Auffallend sind die großen Unterschiede der Glimmspannung beim Wechsel der Polarität, besonders bei Gleichstrom (0 ~/s). Auch hier ist die Röhre 11 mit 8 mm Hg die günstigste. — Die Röhren 10 und 12 sind durch Bruch ausgeschieden. Bei der Röhre 11 stieg die Glimmspannung durch eine sehr starke Überlastung von durchschnittlich 160 auf 185 Volt, dabei lief der Schaft der kleinen Elektrode blau an. Den Wert 185 Volt hat die Röhre auch nach weiteren Überlastungen unverändert beibehalten. Sie wird weiter unten nochmals erwähnt werden.

d) Die Glimmröhren Nr. 13 bis 18.

Bei den oben beschriebenen Glimmröhren 6 und 7 (Tafel I, Spalte 3) sind die Elektroden einseitig durch scharfe Kanten begrenzt. In der freien Atmosphäre tritt der Spannungsüberschlag an diesen scharfen Kanten ein, an den beschriebenen Glimmröhren habe ich dies jedoch nie beobachtet. Der Glimmfleck bleibt immer etwas vom Elektrodenrand entfernt. Erst bei größerer Stromstärke, wenn die Kathode nahezu ganz mit Glimmlicht bedeckt war, wuchs die Glimmschicht bis an den Kathodenrand. Damit ist natürlich die Unabhängigkeit der Glimmspannung (nach der Definition S. 233) von der Feldverteilung an den scharfen Kanten nicht erwiesen. Die erste Ionisation durch Elektronenstoß kann an diesen scharfen Kanten mit ihrer starken Verzerrung des elektrischen Feldes erfolgen. Sollte das Glimmlicht dort stehen bleiben, so würde bei der außerordentlich kleinen Oberfläche dieser scharfen Kanten der Kathodenfall auch bei sehr kleinem Glimmstrom anormal. Das Glimmlicht wird daher den Innenraum zwischen den Elektroden bevorzugen, wie es die Beobachtung tatsächlich zeigt. Zudem ist das Feld an den scharfen Kanten gegen Beeinflussung von außen nicht geschützt.

Diese Überlegungen führten zu der Konstruktion der Glimmröhren Nr. 13 bis 18. Die Hauptabmessungen sind in der Tafel I, Spalte 6 eingetragen (vgl. Nr. 14 in der Fig. 4). Die kleine Elektrode ist ganz in das Innere der großen Elektrode hineinverlegt. Der Durchmesser des nach links herausführenden Schaftes der kleinen Elektrode verhält sich zum Innendurchmesser der großen Elektrode wie 1 : 6. Auch das Feld an dem gut abgerundeten Rand der kleinen Elektrode ist hier gegen Beeinflussung von außen geschützt. Bei allen Röhren wurde die kleine Elektrode sehr sorgfältig zur großen zentriert und in axialer Richtung genau in dieselbe Stellung zur großen Elektrode gebracht. Nur bei der Glimmröhre Nr. 18 wurde der Durchmesser der kleinen Elektrode etwas größer gewählt, um den Einfluß eines kleinen Zwischenraumes von nur 1 mm zwischen den Elektroden kennen zu lernen.

Der Glimmeinsatz erfolgt bei allen Röhren in Gleichstrom mit großer Regelmäßigkeit bei einer bestimmten Glimmspannung. Auch bei Wechselstrom von bestimmter Frequenz liegen die Abweichungen bei zahlreichen Messungen innerhalb der Meßgenauigkeit. Der Glimmstrom setzt plötzlich mit voller Stärke ein, steigt also nicht allmählich an, wie dies z. B. bei der Glimmröhre Nr. 8 beobachtet wurde.

Die Glimmröhren 13, 14, 15 mit einem Gasdruck von 5, 12 und 27 mm Hg zeigten bei vorläufiger Messung mit Wechselstrom zwischen 10 und 100 ~/s nur eine ganz geringe Abhängigkeit ihrer Glimmspannung von der Frequenz, während bei den Röhren 16 und 17 mit 60 und 105 mm Hg diese Abhängigkeit wesentlich größer ist.

Auffallend ist folgende Erscheinung, welche durch die Tabelle 4 veranschaulicht werden soll.

Tabelle 4.

Glimmröhre Nr.	Elektrodendurchmesser kleiner mm	großer mm	Elektrodenabstand mm	Druck mm Hg	Vg (Volt) bei Gleichstrom −	+
14	21	28	3,5	12	149	142
18	26	28	1	13	174	172
15	21	28	3,5	27	160	161

Der Elektrodenabstand ist bei Röhre 18 sehr viel kleiner als bei der Röhre 14, dennoch ist die Glimmspannung bei 18 wesentlich höher als bei 14. Um darzulegen, daß diese Spannungssteigerung nicht in der kleinen Differenz des Gasdrucks ihre Ursache hat, sind auch die Werte für die Glimmröhre 15 mit 27 mm Hg in die Tabelle aufgenommen. Das Verhältnis der Elektrodendurchmesser liegt bei den Vergleichsröhren weit unter *e*. Es zeigt sich also auch hier, daß die Ionisierungsspannung bei sehr kleinen Elektrodenabständen unter Umständen wieder anwächst. Dies ist wohl auf eine Beeinflussung der mittleren freien Weglänge der Elektronen durch den kleinen Elektrodenabstand zurückzuführen.

(Schluß folgt.)

Mitteilungen aus Technik und Industrie.

Neuer Präzisionskompensator mit Kurbelschaltung der Hartmann & Braun A.-G.

Dieser neue Kompensator ist von dem Gesichtspunkte aus gebaut, zu einem möglichst niedrig gehaltenen Preise ein Gerät zur Verfügung zu stellen, das den höchsten Anforderungen an die Meßgenauigkeit entspricht.

Zum Abzweigen von dem Gesamtwiderstand von 11000 Ohm ist die Kurbelschaltung gewählt und zwar, wie Fig. 2 zeigt, unter Verwendung zweier Einfachkurbeln und dreier Doppelkurbeln. Die beiden Einfachkurbeln der ersten und letzten Dekade I und V bilden die Abzweigstellen, die nach erfolgter Abgleichung stromlos sind, so daß ihre Übergangswiderstände nicht ins Gewicht fallen. Die drei mittleren Dekaden II, III und IV enthalten je elf Widerstände derart, daß jede der drei letzten Dekaden (III, IV, V) durch die betreffende Doppelkurbel k_2, k_3 und k_4 zu zwei Teilwiderständen der vorhergehenden Dekade parallel geschaltet wird. Da jede der drei letzten Dekaden (III, IV und V) den gleichen Gesamtwiderstand hat, wie die zwei zu ihr parallel geschalteten Teilwiderstände der vorhergehenden Dekade, so ist der Gesamtwiderstand zwischen den beiden Hebeln jeder Doppelkurbel gleich einem Teilwiderstand ihrer Dekade. Die Spannung zwischen den beiden Hebeln jeder Doppelkurbel wird demnach durch die parallel geschaltete Dekade in zehn gleiche Teile unterteilt, so daß für die Abgleichung der Gesamtwiderstandssatz in Tausender, Hunderter, Zehner, Einer und Zehntel unterteilt erscheint.

Mit Hilfe dieser von Feussner angegebenen Schaltung ist die Kompensationsspannung mit fünf geltenden Ziffern, z. B. 0,83365 V (bzw. bei mit 1,0 beginnenden Zahlen mit sechs Ziffern z. B. 1,01862 V) abzulesen.

Die Hilfsstromstärke kann 0,1 oder 1 Milliampere betragen. Bei 0,1 Milliampere ist der unmittelbare Meßbereich 1,1 Volt, und die letzte einstellbare Ziffer ergibt 10^{-5} Volt. Bei 1 Milliampere ist der Meßbereich 11 Volt und die letzte einstellbare Ziffer gibt 10^{-4} Volt. Mit Hilfe entsprechender Spannungsteiler (s. u.) kann der Meßbereich auf 110 Volt und auf noch höhere Werte erweitert werden.

Außer dem Hauptwiderstand mit Kurbeleinstellung enthält das Gerät einen Schutzwiderstand von etwa 100000 Ohm für das Galvanometer, ferner vier Galvanometerschlüssel mit je einer federnden und einer Dauerstellung und schließlich die erforderlichen Anschlußklemmen. Je nach der Wahl des betätigten Galvanometerschlüssels wird entweder der Stromkreis des Normalelementes oder derjenige der zu messenden Spannung, mit oder ohne Schutzwiderstand geschlossen.

Außer als Kompensator kann das Gerät unter Zuhilfenahme eines Vergleichswiderstandes auch als Wheatstonesche Brücke benutzt werden, wobei der zwischen den Klemmen W und B liegende Widerstand die Stelle eines Schleifdrahtes vertritt, so daß der Abzweigungspunkt mit vier geltenden Ziffern abgelesen werden kann.

Als Zubehör werden zu dem vorstehenden Kompensator geliefert:

Spannungsteiler zur Erzielung der zwei weiteren Meßbereiche 11 und 110 Volt oder der drei weiteren Meßbereiche 11, 110 uud 1100 Volt, in beiden Fällen bei 0,1 Milliampere im Kompensator.

Nebenschlußwiderstand zur Verkleinerung des Kompensatormeßbereiches auf 0,11 und auf 0,011 Volt zur Erhöhung der Genauigkeit innerhalb dieser verkleinerten Meßbereiche.

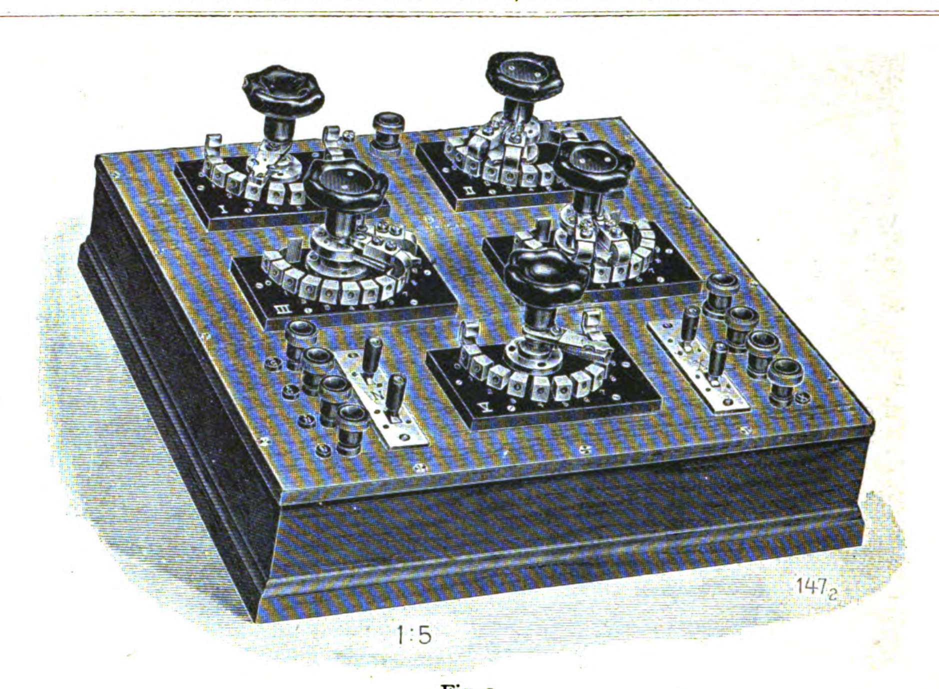


Fig. 1.

Dekadenkurbelwiderstand von $10 \cdot (1000 + 100 + 10 + 1 + 0{,}1)$ Ohm, zur Regelung des Hilfsstromes.

Standardelement nach Weston oder Normalelement nach Weston.

Einzelliger Sammler von etwa 2 Volt und etwa 45 Amperestunden.

Drehspulspiegelgalvanometer mit getrenntem Fernrohr nebst Skale oder mit angebautem Fernrohr mit Skale.

Ferner für Strommessungen:

Normalwiderstände (Reichsanstaltform) von 1; 0,1; 0,01; 0,001; 0,0001 Ohm, die beiden letzteren auch mit Wasserkühlung

und zur Verwendung des Kompensators als Wheatstonesche Meßbrücke:

Vergleichswiderstandssatz mit den Widerständen 1; 10; 100 und 1000 Ohm.

E. N.

(Eingegangen am 8. September 1922.)

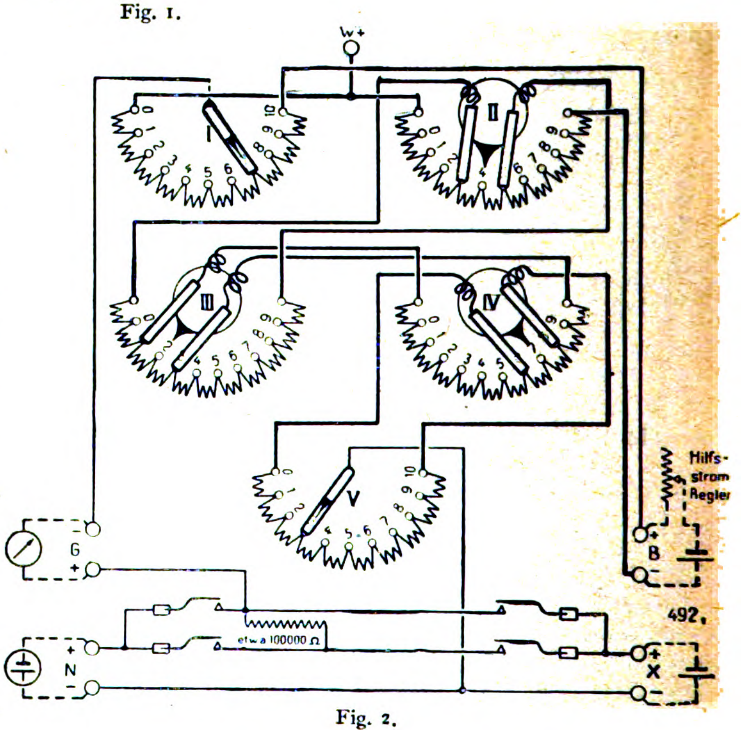


Fig. 2.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Technisch-Wissenschaftliche Lehrmittelzentrale Berlin.

Gegen Einsendung des Drucksachenportos wird von der TWL das soeben neu erschienene Diapositiv-Verzeichnis (nach DK-Gruppen geordnet) versandt. Zum Aussuchen einzelner Diapositive sind Pausen sämtlicher Bilder einer Gruppe von der TWL leihweise zu erhalten.

Personalnachrichten.

Berlin. Dr. E. Everling, Privatdozent für technische Mechanik und Luftfahrt an der Technischen Hochschule, Leiter der Versuchsabteilung für Strömung und Kühlung in der AEG-Turbinenfabrik, erhielt die Dienstbezeichnung Professor.

Dresden. Als Nachfolger von Prof. Dr. W. Hallwachs † wurde Prof. Dr. Cl. Schaefer von der Universität Marburg zum Ordinarius der Experimentalphysik an der Technischen Hochschule zu Dresden berufen.



Hannover. Ord. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule zu Hannover, Geh. Regierungsrat Dr. Wilhelm Kohlrausch wurde zum 30. September 1923 von den amtlichen Verpflichtungen entbunden.

Köln. Ord. Professor der Mathematik an der Universität Köln Dr. Ernst Fischer lehnte einen Ruf an die Technische Hochschule zu Aachen ab.

Rostock. Der Privatdozent Dr. Walter Schottky nahm einen Ruf als außerordentlicher Professor für theoretische Physik an die Universität Rostock als Nachfolger von Prof. O. Stern an.

Wien. Titularprofessor Privatdozent Dr. phil. Friedrich Kottler wurde zum a. o. Professor für mathematische Physik an der Universität Wien ernannt.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir zu allergrößtem Dank verpflichtet. Sie hat erneut für die Physikalischen Berichte, und zwar für Jahrgang 1923 eine laufende Unterstützung von 9,6 Millionen Mk. unserer Gesellschaft bewilligt und dadurch aufs neue die Wichtigkeit und Bedeutung dieses Organs für die Physikalische Forschung gerade mit Rücksicht auf die Auslandsliteratur bekundet. Wir sprechen ihr auch an dieser Stelle unseren wärmsten und tiefgefühlten Dank für diese hochherzige Unterstützung aus, die es uns voraussichtlich ermöglichen wird, dieses wichtige Referateorgan im bisherigen Umfang durchzuführen. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Wien.

Am 14. Mai 1923 wurde die Ortsgruppe Wien durch Herrn Prof. H. Mache gegründet.

Wir begrüßen diese neue Ortsgruppe aufs herzlichste, wünschen ihr bestes Blühen und Gedeihen, und möchten unserer ganz besonderen Freude darüber Ausdruck geben, daß diese Gründung zur Pflege und Vertiefung der kulturellen und wissenschaftlichen Beziehungen zwischen den österreichischen und reichsdeutschen Brüdern beitragen wird.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Franz Aigner, Wien:
- Herr Dr. Leo Hajek, Wien IX/3, Schwarzpanierstraße 17.
- Herr Privatdozent Dr. Leopold Huber, Wien IV, Wiedner Gürtel 48.
- Herr Prof. Dr. Karl Pribram, Wien XIII, Mantlergasse 16a.

Seitens des Herrn Rudolf Berger, Potsdam:
- Herr cand. rer. nat. Carl Heiland, Bruchsal i. Baden, Huttenstraße 32.

Seitens des Herrn Dr. Walter Bock, Berlin-Charlottenburg:
- Herr Dr. Br. Lenk (Reichsanstalt für Maße und Gewichte), Berlin W. 15, Uhlandstraße 144.

Seitens des Herrn Dr. Fritz Born, Berlin-Charlottenburg:
- Herr cand. math. Friedrich Barz, Berlin-Friedenau, Blankenbergstraße 1.
- Herr cand. phil. Georg Besemer, Berlin-Lichterfelde, Elisabethstraße 22.
- Mathematischer Verein an der Universität Berlin W. 8, Behrenstraße 40.
- Herr Dr. phil. Walter Schallreuter, Berlin SO. 26, Waldemarstraße 45.

Seitens des Herrn Dr. Kurt Burchardt, Berlin NW. 87:
- Herr stud. ing. Erich Hudec, Berlin N. 20, Grüntalerstraße 18.

Seitens des Herrn Prof. Dr. W. Gaede, Karlsruhe:
- Herr Dr. Molthan, Physikalisches Institut der Techn. Hochschule, Karlsruhe.

Seitens des Herrn Dr. P. A. Galbas, Berlin-Oberschönweide:
- Herr Dr. rer. nat. Walter Ehlers, Grünau (Mark), Bahnhofstraße 4.

Seitens des Herrn Dr. Georg Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
- Herr stud. ing. Erich Hudec, Berlin N. 20, Grünthalerstraße 6.
- Herr Dr. C. Fr. Leibfried, Physiker, Berlin N. 65, Reinickendorferstraße 90[I].

Seitens des Herrn Dr. Gerold, Hermsdorf (S.-Alt.):
- Herr Dipl.-Ing. Harald Müller, Assistent an der Technischen Hochschule, Dresden-A. 27, Bernhardstr. 96.

Seitens des Herrn Erich Gross, Wien:
- Herr Ingenieur Vinzenz Formann, Wien 8, Lerchenfelderstraße 6.
- Herr Ingenienr Eduard Karplus, Berlin-Tempelhof, Albrechtstraße 53.
- Herr Ingenieur Carl Weisglass, Wien 2, Castellezgasse 19.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Berlin-Charlottenburg:
- Firma Wilhelm Lambrecht, Göttingen, Fabrik wiss. Instrumente.

Seitens des Herrn Regierungsrat Jacob, Berlin:
- Herrn Dipl.-Ing. Julian Baratz, Dozent der Universität Swerdloff Phys. Inst. Moskau, Malaja Dimitrowka 8, 25.

Seitens des Herrn Gerh. Jung, Göttingen:
- Herr cand. phys. Herbert Bredemeier, Göttingen, Reinholdstraße 9[II].

Seitens des Herrn Dr. K. Keil, Lindenberg, Krs. Besskow:
- Herr Prof. Dr. O. Teteus, Hauptobservater am Äronautischen Okservatorium Lindenberg, Krs. Beeskow.

Seitens des Herrn Fr. Lange, Berlin-Friedrichshagen:
- Herr cand. phil. Sommer, Berlin-Neukölln, Stuttgarterstraße 1.

Seitens des Herrn Professor Dr. H. Mache, Wien:
- Herr Ing. K. M. Kohler, Wien I., Postgasse 11.
- Herr Dr. F. Kotller, Privat-Dozent, Wien III, Streichergasse 4.
- Herr Generaldirektor A. Lederer, Wien-Atzgersdorf, Glühlampenfabrik Westinghause.
- Herr Prof. Dr. St. Meyer, Wien IX., Boltzmanngasse 3.
- Frau Dr. Grete Müller, Wien V., Ramperstorffergasse 30.
- Herr Dr. O. Waldstein, Komerzialrat, Wien I., Kohlmarkt 3.

Seitens des Herrn E. Möller, Jena:
- Herr cand. phys. Max Wimmer, Lichtenhain b. Jena.

Seitens des Herrn Dr. A. Rüttenauer, Berlin:
- Herr Dr. Walter Kangro, Studiengesellschaft für elektr. Beleuchtung, Berlin-Neukölln, Mareschstr. 18.

Seitens des Herrn Dr. Schiller, Leipzig:
- Herr stud. rer. nat. Simon Goldrei, Leipzig, Gustav Adolfstraße 34.

Seitens des Herrn Dr. Trommsdorf, Göttingen:
- Herr cand. phys. Donath, Göttingen, Gronertorstraße 51b[II].

Seitens des Herrn Dr. Theo Volk, Berlin:
- Herr Dipl.-Ing. Eduard Karplus, Berlin-Tempelhof, Albrechtstraße 53.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Zeissig, Darmstadt:
Herr Fritz Eger, Darmstadt, Heidelbergerstraße 38.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Studienrat B. Bastian, Berlin W. 15, Uhlandstraße, jetzt Berlin-Wilmersdorf, Wittelsbacherstraße 25.
Herr Werner Buchloh, Leipzig, Carolinenstraße 20, jetzt Leipzig, Nürnbergerstraße 59 III.
Herr Fritz Edelmann, Charlottenburg, Mindenerstraße 13, jetzt Charlottenburg, Kaiserdamm 19.
Herr Dr. H. Edler, Jena, Schloßgasse 17, jetzt Gelsenkirchen/Westf, Florastraße 166 II.
Herr Ing. Kurt Fleischmann, Heidelberg, Rohrbacherstraße 75, jetzt Mannheim, U. 6/4 II.
Herr Dr. P. A. Galbas, Taunus, Observatorium, jetzt Berlin-Oberschönweide, Schillerpromenade 12 I.
Herr Dr. Georg Gehlhoff, Berlin-Friedenau, Ortrudstr. 3, jetzt Berlin-Zehlendorf, Teltowerstraße 12a und Straße 19.
Herr Dr. Kurt Gehlhoff, Berlin, Invalidenstraße 42, jetzt Birkenwerder, Berg-Allee 1.
Herr Dr. Otto Glasser, Baltimore Md. 118, Eutaw Place, jetzt (c/o Engeln Electr. Co.) Superior Ave at 30th Str. Cleveland, Ohio.
Herr Obering. Hans Gruber, Würzburg, Schießhausstraße, jetzt München, Rheinstraße 24.
Herr Dr. Fritz Hellmuth, jetzt Karlshorst, Auguste Viktoriastraße 37.
Herr Dr. A. Karolus, Stuttgart, Militärstraße 3, jetzt Leipzig, Linnéstraße 5.
Herr Dr. Paul Knipping, Charlottenburg, Gervinusstraße 25, jetzt Heidelberg, Handschuhheimer Landstraße 19 (Physikalisches Institut der Universität).
Herr Ostrat Friedrich Lange, Frankfurt a. M., jetzt Buchschlag, Krs. Offenbach a. M.
Herr Dr. Fritz Lange, Jena, Stoystraße 4, jetzt Berlin N.O. 43, Friedenstraße 2.
Herr Dr. O. Lohaus, Göttingen, Lotzestraße 39, jetzt Göttingen, Böttingerstraße 2.
Herr Dr. Emil Mayer, Charlottenburg 4, Bismarckstraße 61, jetzt Schlachtensee b. Berlin, Kirchblick 1.
Herr Dr. Erich Merkel, Elberfeld, jetzt Barmen, Ronsdorferstraße.
Herr Dr. Wilhelm Schmidt, Bitterfeld, Ziegelstraße 8 II, jetzt Bitterfeld, Bismarckstraße 52 I.
Herr Prof. Dr. K. Strecker, Berlin W. 62, jetzt Heidelberg, Hausserstraße 32.
Herr Dr. Karl Stuchtey, Marburg, Savignystraße 11, jetzt Berlin NW. 52, Calviusstraße 14 III l.
Herr Dr Stuhr, Goslar, Klubgartenstraße 10, jetzt Cassel, Kölnischestraße 126 I.
Firma Telegraphie-Gesellschaft m. b. H, System Stille, Berlin O., Gr. Frankfurterstraße 137, jetzt Berlin W. 9, Potsdamerstraße 4.
Herr Dr. phil. Friedrich Trautmann, Berlin W. 57, Bülowstraße 35, jetzt Stuttgart, Birkenstraße 8 III (Firma Robert Bosch A.-G.).
Herr Ing. Willy Voigt, Kiel, Holtenauersraße 212 part., jetzt Magdeburg, Moltkestraße 7a III.
Herr Dr. Rudolf Witte, jetzt Ludwigshafen am Rhein, Rupprechtstraße 38.

Streichungen.

Herr Prof. Dr. Klein, Göttingen, Wilhelm Weberstraße 4,
Herr Prof. Dr.-Ing. e. h. Rudeloff, Berlin-Dahlem, Unter den Eichen 87,
Herr E. A. Seemann, Leipzig,
sind aus der Mitgliederliste zu streichen.

Berichtigung.

Es muß heißen:
Eduard Schrack, Wien (statt Schreck).

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Jena.

Sitzung am 17. Mai 1923.

1. Nachruf des 2. Vorsitzenden, Herrn Prof. Dr. Busch, auf den vorstorbenen 1. Vorsitzenden Herrn Dr. Erfle.
2. Nachruf des Herrn Prof. M. v. Rohr auf den verstorbenen 1. Vorsitzenden.
3. Kassenbericht: Der schwierigen Finanzlage der Ortsgruppe wurde durch eine Sammlung Rechnung getragen.
4. Wahl des 1. Vorsitzenden: Zum 1. Vorsitzenden wurde der bisherige 2. Vorsitzende, Herr Prof Dr. Busch, Jena, gewählt. Zum 2. Vorsitzenden Herr Dr. ing. Bauersfeld.
5. Vortrag des Herrn Dr. Eppenstein: „Über Entfernungsmesser".

gez. E. Müller.

Ortsgruppe Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim.

Sitzungsbericht.

Sitzung am 7. Februar 1923 im Auditorium der Gewerbeschule Mannheim.

Vorsitz: Dr. Hochheim.

Tagesordnung:

Vortrag des Herrn Oberingenieur Schlee, Veifa-Werke, über: „Physikalische Grundlagen der Röntgentechnik und Elektromedizin." (Vorführung von Apparaten.)

gez. Dr. Kaller.

Ortsgruppe Kiel.

Sitzungsbericht.

Freitag, den 27. April 1923.

Tagesordnung:

Hauptmann Krupp: „Über Probleme des Segelfluges und Rhön-Segelflug-Wettbewerb 1922". Dr. Martienssen.

Ortsgruppe Wien.

Am 14. Mai 1923 wurde die Ortsgruppe Wien gegründet. Bis zur Jahresversammlung im Spätherbst setzt sich der Vorstand wie folgt zusammen:

1. Vorsitzender: Herr Prof. Dr. H. Mache, Wien,
2. Vorsitzender: Herr Prof. Dr. M. Reithoffer, Wien,
Schatzmeister: Herr Dr. R. Ettenreich, Wien,
Schriftführer: Herr Prof. Dr. F. Aigner, Wien.

Die Schaffung eines Beirates und die Erweiterung des Vorstandes durch Herren aus der Industrie ist für den Herbst in Aussicht genommen. Der Ortsgruppenbeitrag wurde mit 5000.— Kronen festgesetzt. Der Mitgliedsbeitrag wird vom Hauptverein eingezogen.

Bei der Gründungsversammlung hielt Herr Prof. Dr. F. Aigner einen Vortrag über: „Das Sprechfilmproblem".

gez. Prof. H. Mache.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1928 | Vierter Jahrgang | Nr. 7

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Die Grundlagen der Quantentheorie und ihre experimentelle Prüfung.

Von Rudolf Ladenburg.

(Schluß aus Nr. 6.)

9. Das Korrespondenzprinzip von Bohr.

Uns kommt es hier auf die Grundannahmen der Quantentheorie und ihre experimentelle Prüfung an. Zu diesen Grundannahmen gehört neben den zwei Postulaten noch das Bohrsche Korrespondenzprinzip. Dies Prinzip beruht auf der notwendigen Übereinstimmung der Ergebnisse der Quantentheorie mit denen der üblichen Elektrodynamik im Gebiet langsamer Schwingungen — die sich in der Strahlungstheorie in dem Übergang der Planckschen Formel in die Rayleighsche Formel der klassischen Theorie dokumentierte (siehe § 2) — und auf der sinngemäßen Übertragung gewisser Ergebnisse der klassischen Theorie auf die Vorgänge der raschen Schwingungen der Atomprozesse. So ergibt sich eine „Korrespondenz" zwischen diesen und den entsprechenden Erscheinungen der makroskopischen Welt; hierin offenbart sich die Wirkung noch unbekannter Quantengesetze.

Wir kommen am einfachsten zum Korrespondenzprinzip, indem wir von der Bohrschen Serienformel ausgehen. Die beim Übergang von einem Zustand in einen anderen vom Atom ausgesandte Schwingungszahl ν scheint zunächst — im Gegensatz zur üblichen Elektrodynamik — nichts mit den Umlaufszahlen ω des Elektrons in den betreffenden Zuständen zu tun zu haben. Geht man aber zu großen Quantenzahlen über und betrachtet einen Quantensprung, für den $n' - n''$ klein im Vergleich zu n' oder n'' ist, so kommt man in das Gebiet langsamer Schwingungen, und hier wird

$$\nu = R Z^2 (n' - n'') \frac{n' + n''}{n'^2 \cdot n''^2}$$

$$\sim 2 R Z^2 \frac{(n' - n'')}{n^3} \sim (n' - n'') \cdot \omega \quad \text{(s. Gl. 4 b u. 5 a)}$$

d. h. die ausgesandte Schwingungszahl wird ein ganzzahliges Vielfaches der Umlaufszahl, also gleich einer bestimmten „Oberschwingung" der Bewegung, die das Elektron nach der klassischen Theorie ausstrahlen würde. Hier geht also tatsächlich die Quantentheorie in die klassische Theorie über. Man kann nun zeigen, daß auch für kleine Quantenzahlen, die bei einem Quantenübergang $n' - n''$ ausgestrahlte Schwingungszahl ν ein gewisser Mittelwert gerade der Oberschwingung $(n' - n'')\omega$, genommen über die Anfangs-, die Endbahn und die nach der üblichen Mechanik berechenbaren „Zwischenbahnen" ist (Kramers). Man sagt mit Bohr, daß die wirklich (quantenmäßig) ausgesandte Schwingung mit dieser „harmonischen Komponente", der Bewegung $(n' - n'') \cdot \omega$ „korrespondiert", und schließt, daß auch die Intensität und Polarisation dieser Welle der Amplitude und dem Polarisationszustand jener harmonischen Komponente entspricht. So gelingt es Intensität und Polarisation von Spektrallinien, über die die Postulate (A) und (B) nichts auszusagen erlauben, wenigstens annähernd zu berechnen. Dies Korrespondenzprinzip (K. P.) erlaubt ferner aus der Zahl der möglichen Quantenübergänge gewisse als physikalisch wirklich eintretend auszuwählen und andere als „verboten" auszuschließen — Auswahlprinzip der Übergänge: nur solche Übergänge werden als „erlaubt" angesehen, die mit den tatsächlich in der Bewegung des Atoms vorhandenen harmonischen Komponenten „korrespondieren". Das K. P. zeigt ferner, daß als Ausgangs- und Endbahn von Spektrallinien nur periodische Bewegungen möglich sind, die harmonische Komponenten enthalten und die auch nach der gewöhnlichen Mechanik miteinander „zusammenhängen", ineinander mechanisch überführbar sind; dadurch läßt das K. P. unter den zahlreichen bei Anwesenheit vieler Elektronen möglichen Bahnen die physikalisch „erlaubten" erkennen und liefert so auch ein Auswahlprinzip der Bahnen (vgl. § 11).

Die einfachste Anwendung des K. P. und des Auswahlprinzips der Übergänge ergibt sich beim Planckschen Oszillator. Auf Grund des Postulats (A) hatte sich in § 2 in Übereinstimmung

mit Plancks Annahme für die Energie des Oszillators

$$E = n h \omega_0$$

ergeben. Nach dem Postulat (B) müßte der Oszillator die Schwingungszahlen

$$\nu = (n' - n'') \cdot \omega_0$$

ausstrahlen. Dagegen ist es eine wesentliche Annahme der Planckschen Theorie, daß der Oszillator nur seine Eigenschwingungszahl

$$\nu = \omega_0$$

emittiert und absorbiert. Es müßte also $n' - n''$ stets gleich 1 sein, d. h. der Oszillator müßte im Gegensatz zum Wasserstoffatom nur Übergänge zwischen aufeinanderfolgenden Quantenzuständen ausführen. Gerade dies ist nun die Behauptung des K. P.; denn die Schwingung des Oszillators ist rein sinusförmig, seine Bewegung enthält keine Obertöne, sondern nur die Grundschwingung ω_0, so daß nach dem obigen Satz des K. P. tatsächlich

$$\nu = 1 \cdot \omega_0$$

sein muß. In der Tat entspricht es durchaus der Vorstellung, daß der Oszillator aus einem Quantenzustand, der durch eine bestimmte Amplitude gekennzeichnet ist, notwendig stets in den folgenden, nächst kleineren übergeht; denn bei Verringerung seiner Energie muß er nach den mechanischen Gesetzen durch den Zustand nächst kleinerer Amplitude hindurch und verweilt in ihm, als einem stationären Quantenzustand, notwendig eine Zeitlang.

10. Anwendung des Korrespondenzprinzips auf die gestörte Keplerbewegung.

Eine weitere Anwendung des K. P. bietet die Untersuchung der „gestörten“ Keplerewegung, die auftritt, sobald neben der rein Coulombschen Anziehung des Kerns eine andere „Zentralkraft“ auf das Elektron wirkt, die auch nur von der Entfernung vom Kern, aber von höheren Potenzen als dem Quadrat der Entfernung, abhängt.

Solange ein einzelnes Elektron nur unter der Wirkung der Kernanziehung steht und unbeeinflußt von fremden Kräften ist, beschreibt es eine rein periodische Keplerellipse. Durch die eine Quantenzahl n ist die Energie und die große Achse der Bahn festgelegt, dagegen nicht die kleine Achse, alle Bahnen gleicher großer Achse und beliebiger Exzentrizität einschließlich des Kreises haben gleiche Energie.

Wirkt jedoch außer der Coulombschen Kraft noch eine andere Zentralkraft, so entsteht nach der klassischen Mechanik in erster Annäherung eine langsame Rotation der großen Achse der Keplerellipse (vgl. Fig. 2). Dadurch tritt neben der Grundfrequenz der Keplerellipse eine zweite Frequenz, die der Rotation, auf, dementsprechend eine zweite Quantenbedingung und eine zweite Quantenzahl. Diese fundamentale Erweiterung der quantentheoretisch berechenbaren Erscheinungen verdanken wir Sommerfeld. Er untersuchte den Einfluß, den die große Geschwindigkeit des Elektrons und

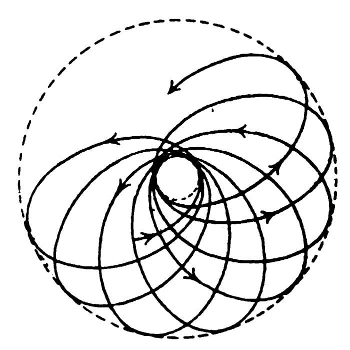


Fig. 2. Rotierende Keplerellipse.

die durch die Relativitätstheorie bestimmte Abhängigkeit der Elektronenmasse von der Geschwindigkeit auf die Bewegung ausübt und erhielt dabei das obengenannte Ergebnis. Die gleiche Wirkung übt, ebenfalls nach Sommerfeld, in erster Annäherung die abstoßende Kraft anderer den Kern umkreisender Elektronen aus, so daß die Bewegung der Elektronen in höheren Atomen ebenfalls durch zwei Quantenzahlen, wenigstens in erster Annäherung, beschrieben werden kann, ein außerordentlich wichtiges und höchst einfaches Resultat.

Wir bezeichnen mit Bohr die beiden Quantenzahlen als Hauptquantenzahl n und Nebenquantenzahl $k \leqq n$. Jene bestimmt die große Achse der nahezu elliptischen, langsam rotierenden Bahn, ebenso wie beim ungestörten Wasserstoffatom, diese legt nun auch die kleine Achse fest, so daß n/k = dem Verhältnis der zwei Achsen ist. $n = k$ bedeutet eine Kreisbahn; je kleiner k, um so gestreckter ist die Ellipse. Die Bahnenergie einer solchen Bewegung (n_k-Bahn) ist nach Sommerfeld in erster Annäherung

$$\left. E = -W = -\left[\frac{R h Z^2}{n^2} + R h \left(\frac{2 \pi e^2}{h c}\right)^2 \frac{Z^4}{n^4}\left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4}\right)\right]. \right\} \quad (7)$$

Da $\alpha = \frac{2 \pi e^2}{h c}$, die Sommerfeldkonstante, den kleinen Betrag $7{,}29 \cdot 10^{-3}$ besitzt, ist die durch die zweite Quantenzahl bewirkte Änderung der Energie gering — wenigstens bei kleinem Wert der Kernladungszahl Z —, so daß die zur Hauptquantenzahl n gehörigen n verschiedenen Bahnen nahe gleiche Energie besitzen. An Stelle des

einen Übergangs $n' \to n''$ und der ihm entsprechenden Spektrallinie gibt es jetzt verschiedene mögliche Übergänge von je einer der nahe benachbarten Energiestufen, die zu n' gehören, nach all denen der Quantenzahl n'', und entsprechend entsteht eine Unterteilung der einen Spektrallinie in mehrere nahe beieinander liegende Linien: die „Feinstruktur" der Linien des Wasserstoffs und des ionisierten Heliums findet so seine Erklärung in der relativistischen Abhängigkeit der Masse der schnell bewegten Elektronen von ihrer Geschwindigkeit und der dadurch entstehenden langsamen Rotation der großen Achse der Keplerellipse.

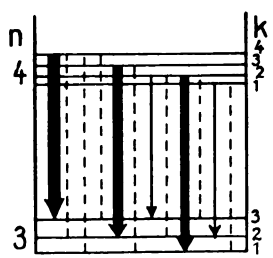


Fig. 3. Quantenübergänge $n = 4 \to n = 3$ des He-Atoms (4686 Å), die relative Breite der Pfeilstriche entspricht der Intensität nach dem Korrespondenzprinzip.

Allerdings sind nicht alle denkbaren Kombinationen der n'- und n''-Teilbahnen beobachtbar. Denn die Fourierentwicklung der langsam mit konstanter Geschwindigkeit rotierenden Ellipse liefert neben den ganzzahligen Oberschwingungen der Grundfrequenz nur solche Komponenten, in denen die Rotationsfrequenz σ selbst, aber keine Vielfachen von ihr, kombiniert mit ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz ω auftreten:

$$(n' - n'') \cdot \omega \pm 1 \cdot \sigma.$$

Aus dem K. P. ist daher zu schließen, daß sich zwar n um beliebige ganze Zahlen $n' - n''$, die der Frequenz σ entsprechende Nebenquantenzahl k dagegen nur um 1 ändern kann — gerade wie die eine Quantenzahl beim rein harmonischen Planckschen Oszillator. Die Abschätzung der Intensitäten liefert ferner das Ergebnis[1]), daß eine größere Intensität der ausgesandten Spektrallinie entsteht, wenn k um 1 abnimmt, als wenn k um 1 zunimmt. Z. B. gehören zur Zahl $n = 4$ die 4 Möglichkeiten $k = 4, 3, 2, 1$ (die in Fig. 3 durch die 4 untereinander gezeichneten Energieniveaus angedeutet sind), zur Zahl $n = 3$ die 3 Möglichlichkeiten $k = 3, 2, 1$. Aber von den $4 \cdot 3 = 12$ denkbaren Übergängen „erlaubt" das K. P. nur 5, in denen k um eine Einheit zu- oder abnimmt; von ihnen besitzt der Übergang aus der Kreisbahn 4_4 in die Kreisbahn 3_3 die größte Intensität, die Intensitäten der übrigen nehmen in der Reihenfolge $4_3 \to 3_2$, $4_2 \to 3_1$, $4_1 \to 3_2$, $4_2 \to 3_3$ ab. Diese Folgerungen der Sommerfeldschen Theorie und des K. P. werden durch Paschens Versuche über die Feinstruktur der He^+-linie 4686 ($n' = 4$, $n'' = 3$) aufs beste bestätigt (vgl. Fig. 4). Bei der Beurteilung ist zu berücksichtigen, daß die elektrische Erregung des He die Erscheinungen ein wenig beeinflußt. Die elektrischen Felder der Entladung und der Nachbaratome bewirken, daß in der Fourierentwicklung auch Kombinationsschwingungen in geringer Stärke vorkommen, die ganzzahlige Vielfache von σ enthalten, so daß

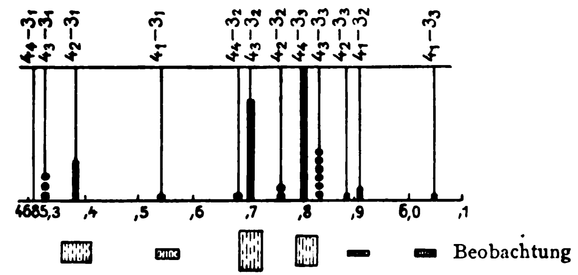


Fig. 4. 4686 Å (Helium+) $4 \to 3$ (nach Kramers) (die punktierten Linien entstehen bei einem schwachen elektrischen Zusatzfeld).

auch einige bisher „verbotene" Übergänge auftreten müssen. Man bezeichnet dies häufig nicht ganz zutreffend als „Durchbrechung der Auswahlregel" — tatsächlich sind auf Grund des streng gültigen K. P. bei Anwesenheit elektrischer Felder neue Komponenten in der Bewegung vorhanden, denen andere Übergangsmöglichkeiten und neue Linien entsprechen.[1]) Diese sind in der, der zitierten Arbeit von Kramers entnommenen Fig. 4, durch ⁝ gekennzeichnet.

Die gemessenen Komponenten liegen recht genau an den berechneten Stellen — das ganze Wellenlängengebiet dieser „Feinstruktur" beträgt nur 0,8 Å. — ja ihre Intensitätsverhältnisse entsprechen im wesentlichen den Abschätzungen des K. P. — die Breite der schraffierten Felder deutet die Diffusität, ihre Höhe die Stärke der beobachteten Linien an.[2])

Weitere Anwendungen des K. P. bieten die Änderungen, die äußere magnetische oder elek-

[1]) Vgl. H. A. Kramers, Intensities of Spectral Lines, Kopenhagen 1919, speziell S. 74.

[1]) Vgl. N. Bohr, Phil. Mag. **43** (1922), S. 1112.

[2]) Wegen Einzelheiten muß auf das Sommerfeldsche Buch (3. Aufl., S. 598 ff.) und auf die zitierte Arbeit von Kramers verwiesen werden (S 86—90). Daselbst (S. 93) wird auch darauf aufmerksam gemacht, daß bei der, infolge der kleineren Kernladung, noch wesentlich engeren Feinstruktur der Balmerlinien die Störungen durch elektrische Felder noch größer als bei den Funkenlinien des He sind. Ob hierdurch die Abweichungen der Beobachtungen von der elementaren Theorie restlos zu erklären sind, wäre noch zu untersuchen (vgl. bes. E. Gehrcke und E. Lau, Ann. d. Phys. (4), **67** (1922), S. 388; T. R. Merton, Proc. Roy. Soc (A), **97** (1920), S. 307; A. E. M. Geddes, Proc. Edinb. **43** (1923), S. 37).

trische Felder an Spektrallinien erzeugen — Zeeman- bzw. Starkeffekt. Doch würde es hier zu weit führen darauf näher einzugehen.

Dagegen verstehen wir nach dem Vorangehenden ohne weiteres, daß bei der Kombination verschiedener Terme in den Spektren höherer Atome (vgl. Gl. 6, 6a, 6b) im allgemeinen nur solche auftreten, bei denen sich k um ± 1 ändert. Denn wie erwähnt, bewirkt die gegenseitige Störung der Elektronen in höheren Atomen ähnlich wie der Relativitätseffekt eine gleichmäßige Rotation der Keplerbahnen und das Auftreten der Nebenquantenzahl k, die sich in den Konstanten α_k des Nenners der Rydbergformel (6) bemerkbar macht. Für die veränderlichen Terme einer Serie hat k stets den gleichen Wert, während die Hauptquantenzahl n' von Glied zu Glied um 1 wächst. Für die S-Terme ist $k = 1$, für die P-Terme $k = 2$, für die D-Terme $k = 3$ und für die B-Terme $k = 4$. Im allgemeinen kombinieren nur die bei dieser Reihenfolge aufeinander folgenden Terme, bei denen k tatsächlich um 1 zu- oder abnimmt — so entstehen die Haupt- und Nebenserien, während Kombinationen von Termen gleicher Nebenquantenzahl k oder von Termen, deren k-Werte sich um mehr als 1 unterscheiden, im allgemeinen nicht beobachtet werden. Nur wenn äußere elektrische Felder hinzukommen, kann sich k um mehr als eine Einheit ändern; in der Tat beobachtet man dann das Auftreten neuer Serien.

11. Das Periodische System der Elemente.

Damit kommen wir zum Problem der höheren Atome und zum periodischen System, auf dessen quantentheoretische Deutung durch Bohr hier wenigstens kurz eingegangen werden soll.

Eine genaue Berechnung der einzelnen Bahnen ist infolge der Störungen, die die Elektronen aufeinander ausüben, bisher nicht gelungen. Die neuesten Untersuchungen deuten sogar darauf hin, daß hier auch die Gesetze der klassischen Mechanik versagen und daß neue, noch unbekannte Quantengesetze wirksam sind.[1] Trotzdem gelang es Bohr, auf Grund der hier dargestellten Postulate an Hand des Korrespondenzprinzipes und durch Abschätzungen mit Benutzung der optischen Serienterme die Quantenzahlen und damit die Dimensionen und Anordnungen der Elektronenbahnen in den einzelnen Atomen anzugeben.[2] Die Ergebnisse dieser Überlegungen haben kürzlich durch Verwertung des großen Materials, das die Messungen und die Serieneinordnung der vielen Röntgenlinien liefern, eine starke Stütze erhalten.

Bohr betrachtet bei jedem Atom die allmähliche Anlagerung eines Elektrons nach dem anderen an den Kern, wobei der Übergang von einer äußeren zu einer inneren stabileren Bahn der Aussendung einer Serienlinie des Atoms entsprechen muß. Der letzte Übergang des losesten Elektrons in den Normalzustand des Atoms liefert offenbar die Schwingungszahl der langwelligsten Absorptionslinie des unerregten Atoms und entspricht der ersten Anregungsspannung (vgl. § 4). Dadurch ergibt sich erst die Möglichkeit experimenteller Prüfung des Quantenzustandes der am losesten gebundenen Elektronen im normalen Atom; diese sind zugleich durch die chemischen Kräfte benachbarter Atome am leichtesten zu beeinflussen und sind mit den Valenzelektronen identisch. Ferner lehrt das K. P., wie bereits angedeutet, daß nur solche Bahnen für den Normalzustand in Betracht kommen, von denen aus Quantenübergänge in die Endzustände der Absorptionsserie möglich sind, die mithin entsprechende harmonische Komponenten besitzen und mit den höheren Zuständen „kontinuierlich mechanisch" zusammenhängen, oder wie man auch sagt, „zur gleichen Klasse der Bewegungen gehören".[1]

So findet Bohr, daß die 2 Elektronen des normalen Heliums sich in angenäherten Kreisen ($n = k = 1$) bewegen, die einen Winkel von 120° miteinander bilden. Die große Symmetrie und Stabilität dieses Modells erklärt die chemische Inaktivität des He und seine große Ionisierungsspannung: es ist eine relativ große Energie nötig — zirka 25 Volt entsprechend, etwa 600000 Kalorien pro Mol —, um ein Elektron des He ganz abzutrennen. Diese 2 Bahnen bleiben als innerer Teil des Elektronengebäudes in allen Atomen des periodischen Systems unverändert erhalten. Das 3. Elektron im Li ($Z = 3$, vgl. die Tabelle 2, Periodisches System) kann sich nicht ebenfalls auf einem 1_1-Kreise bewegen, die hohe Bewegungssymmetrie würde gestört werden, außerdem ist nach dem K. P. eine solche 1_1-Bahn als Ausgangsbahn für die Linien der Absorptionsserie des Li nicht möglich. Im Normalzustand des Li-Atoms beschreibt deshalb das 3. Elektron eine 2_1-Ellipse, die sich z. T. recht weit von den inneren 2 Elektronen entfernt und außerdem um diese rotiert. Die im Vergleich zu den He-Elektronen relativ leichte Abtrennbarkeit des 3. Elektrons im Li-Atom äußert sich in der chemischen Aktivität des positiv einwertigen Metalls und in seiner geringen Ionisierungsspannung (5,4 Volt). In jedem folgenden Element dieser zweiten Periode tritt zu den 2 Elektronen in 1_1-Bahnen und dem 3. Elektron in einer 2_1-Bahn — im Normalzustand des Atoms — je ein neues zweiquantiges Elektron ($n = 2$) hinzu, im

[1] H. A. Kramers, Zeitschr. f. Phys. **13** (1923), S. 340. — Siehe auch N. Bohr daselbst **13** (1923), S. 133. — M. Born u. W. Heisenberg daselbst **14** (1923), S. 55.

[2] Zeitschr. f. Phys. **9** (1922), S. 1.

[1] Näheres vgl. W. Pauli, Ann. d. Phys. **68** (1923), S. 177.



Tabelle 2.

Periodisches System der chemischen Elemente (mit den Ordnungszahlen und Verbindungsgewichten).

Periode	Gruppe I a b	Gruppe II a b	Gruppe III a b	Gruppe IV a b	Gruppe V a b	Gruppe VI a b	Gruppe VII a b	Gruppe VIII	O
I	1 H *1,008*								2 He *4,00*
II	3 Li *6,94*	3 Be *9,02*	5 B *10,88*	6 C *12,00*	7 N *14,008*	8 O *16,000*	9 F *19,00*		10 Ne *20,2*
III	11 Na *23,00*	12 Mg *24,32*	13 Al *27,1*	14 Si *28,3*	15 P *31,04*	16 S *32,07*	17 Cl *35,46*		18 Ar *39,88*
IV	19 K *39,10*	20 Ca *40,07*	21 Sc *45,10*	22 Ti *48,1*	23 V *51,0*	24 Cr *52,0*	25 Mn *54,93*	26 Fe 27 Co 28 Ni *55,85 58,97 58,68*	
	29 Cu *63,57*	30 Zn *65,37*	31 Ga *69,9*	32 Ge *72,5*	33 As *74,96*	34 Se *79,2*	35 Br *79,92*		36 Kr *82,92*
V	37 Rb *85,5*	38 Sr *87,6*	39 Y *88,7*	40 Zr *90,6*	41 Nb *93,5*	42 Mo *96,0*	43 —	44 Ru 45 Rh 46 Pt *101,7 102,9 106,7*	
	47 Ag *107,88*	48 Cd *112,4*	49 In *114,8*	50 Sn *118,7*	51 Sb *120,2*	52 Te *127,5*	53 J *126,92*		54 X *130,2*
VI	55 Cs *132,8*	56 Ba *137,4*	57 bis 71 Seltene Erden*	72 Hf	73 Ta *181,5*	74 W *184,0*	75 —	76 Os 77 Ir 78 Pt *190,9 193,1 195,2*	
	79 Au *197,2*	80 Hg *200,6*	81 Tl *204,4*	82 Pb *207,2*	83 Bi *209,0*	84 Po *210*	85 —		86 Em *222*
VII	87 —	88 Ra *226,0*	89 Ac	90 Th *232,1*	91 Pa	92 U *238,2*			

* Seltene Erden

VI 57—71	57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 —	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tu	70 Yb	71 Lu
	139,0	*140,25*	*140,9*	*144,3*		*150,4*	*152,0*	*157,3*	*159,2*	*162,5*	*163,5*	*167,7*	*169,4*	*173,5*	*175,0*

Neon sind es 8 solche Elektronen, je 4 in 2_1- und 2_2-Bahnen, die, ähnlich den 2 Elektronen des He, große Symmetrie und Stabilität besitzen [vgl. Tabelle 3 [1]]; daher die chemische Trägheit und die relativ hohe Ionisierungsspannung des Ne. Im Anfang der Periode sind die zweiquantigen Elektronen leicht abtrennbar und ihre Zahl bestimmt die chemische positive Valenz der Atome; am Ende der Periode besitzt die unvollständige Gruppe der Elektronenbahnen das Bestreben Elektronen aufzunehmen und die stabile Anordnung des Edelgasatoms zu erreichen, eine Vorstellung, die bereits Kossel[2]) ohne quantentheoretische Betrachtungen aus den chemischen Eigenschaften abgeleitet hatte. Die instabile Anordnung der Elektronen der letzten Elemente dieser Periode (und der folgenden) ist offenbar die Ursache ihres elektronegativen Charakters, und zwar ist F 1-wertig, O 2-wertig, N 3-wertig negativ. Zugleich verstehen wir, wie mir scheint, daß diese Gase und ihre chemischen Homologen bei normalen Temperatur- und Druckverhältnissen nicht einatomig, auftreten; sie können einzeln im Normalzustand unter gewöhnlichen Bedingungen nicht existieren und verbinden sich daher mangels fremder Atome mit ihresgleichen zu stabileren Gebilden. Wir vermuten, daß die bei hohen Temperaturen durch Dissoziation entstehenden einatomigen F-, O-, N-Moleküle sich in angeregtem Zustande befinden.

In der III. Periode, Na bis A ($Z = 11$ bis $Z = 18$) erscheinen 3-quantige, und zwar zunächst 3_1-Bahnen, deren äußere Schlingen sich recht weit von den inneren Elektronen entfernen, während die inneren Teile bis ins Gebiet der einquantigen Bahnen eindringen. Infolgedessen sind die Bahndimensionen im ganzen viel kleiner als die einer wasserstoffähnlichen 3-quantigen Ellipse. Im wesentlichen wiederholen sich die Bahntypen der II. Periode und bewirken die homologen Eigenschaften der im System senkrecht untereinander stehenden Elemente.

Die positiv einwertigen Natrium-, die zweiwertigen Magnesium- und die dreiwertigen Aluminium-Ionen entstehen dnrch Abgabe der relativ lose gebundenen 3-quantigen Elektronen, so daß eine stabile Edelgasanordnung — die des Neon mit einer Gruppe von je 4 symmetrisch umlaufenden Elektronen entsteht. Daß die Eigenschaften dieser indifferenten Ionen von denen der zugehörigen — chemisch aktiven — Elemente so grundverschieden sind, scheint hiernach leicht begreiflich.

Die IV. Periode beginnt mit Kalium ($Z = 19$), dessen äußerstes, am losesten gebundenes Elektron eine 4_1-Bahn beschreibt — aus den gleichen Gründen, die beim Li-Atom ($Z = 3$) die Bindung

[1]) Nach Bohrs Tabelle, Zeitschr. f. Phys. **12** (1923), S. 344.

[2]) W. Kossel, Ann. d. Phys. (4) **49** (1916), S. 229.

Tabelle 3.

Elektronenbahntypen der Elemente nach Bohr-Coster.

		K	L		M			N				O					P						Q	
	$n_k =$	1_1	2_1	2_2	3_1	3_2	3_3	4_1	4_2	4_3	4_4	5_1	5_2	5_3	5_4	5_5	6_1	6_2	6_3	6_4	6_5	6_6	7_1	7_2
1	H	1																						
2	He	2																						
3	Li	2	1																					
4	Be	2	2																					
5	B	2	2	(1)																				
—	—	—	—	—																				
10	Ne	2	4	4																				
11	Na	2	4	4	1																			
12	Mg	2	4	4	2																			
13	Al	2	4	4	2	1																		
—	—	—	—	—	—	—																		
18	A	2	4	4	4	4																		
19	K	2	4	4	4	4		1																
20	Ca	2	4	4	4	4		2																
21	Sc	2	4	4	4	4	1	(2)																
22	Ti	2	4	4	4	4	2	(2)																
—	—	—	—	—	—	—	—	—																
29	Cu	2	4	4	6	6	6	1																
30	Zn	2	4	4	6	6	6	2																
31	Ga	2	4	4	6	6	6	2	1															
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—															
36	Kr	2	4	4	6	6	6	4	4															
37	Rb	2	4	4	6	6	6	4	4			1												
38	Sr	2	4	4	6	6	6	4	4			2												
39	Y	2	4	4	6	6	6	4	4	1		(2)												
40	Zr	2	4	4	6	6	6	4	4	2		(2)												
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—		—												
47	Ag	2	4	4	6	6	6	6	6	6		1												
48	Cd	2	4	4	6	6	6	6	6	6		2												
49	In	2	4	4	6	6	6	6	6	6		2	1											
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—		—	—											
54	X	2	4	4	6	6	6	6	6	6		4	4											
55	Cs	2	4	4	6	6	6	6	6	6		4	4				1							
56	Ba	2	4	4	6	6	6	6	6	6		4	4				2							
57	La	2	4	4	6	6	6	6	6	6		4	4	1			(2)							
58	Ce	2	4	4	6	6	6	6	6	6	1	4	4	1			(2)							
59	Pr	2	4	4	6	6	6	6	6	6	2	4	4	1			(2)							
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—			—							
71	Lu	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	4	4	1			(2)							
72	Hf	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	4	4	2			(2)							
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—			—							
79	Au	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			1							
80	Hg	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			2							
81	Tl	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			2	1						
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—			—	—						
86	Nt	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			4	4						
87	—	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			4	4					1	
88	Ra	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			4	4					2	
89	Ac	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			4	4	1				(2)	
90	Th	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			4	4	2				(2)	
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—			—	—	—				—	

Die Zahlen bedeuten die Anzahl der Elektronen im Normalzustand des Atoms, die sich in Bahnen bewegen, die durch das obenstehende Symbol n_k gekennzeichnet sind.

des 3. Elektrons in einer 3_1-Bahn bedingen. Daher ist K, dem Li und Na analog, einwertig positiv, aber chemisch aktiver als diese; es besitzt auch eine kleinere Ionisierungspannung (4,1 Volt), weil die größere 4_1-Bahn eine losere Bindung des Valenzelektrons bewirkt als die 2_1- bzw. 3_1-Bahn des Valenzelektrons im Li bzw. Na. Auch das Kalzium ($Z = 20$) ist dem Mg homolog.

12. Das Problem der großen Perioden.

Aber nun tritt im periodischen System etwas Neues ein: das Schema der Elektronenbahnen

(vgl. Tabelle 3) zeigt eine Lücke in den 3-quantigen Bahnen, nur die 3_1- und 3_2-Bahnen sind vertreten, die 3_3 Bahnen (kreisähnlich) fehlen bisher. Sobald daher infolge der mit der Atomnummer wachsenden Kernladung eine 3_3-Bahn fester gebunden, stabiler als eine 4_1- oder 4_2-Bahn ist, muß sie besetzt werden, und die neue im Atom auftretenden lockersten Bahnen sind nicht wie bisher die äußersten, sondern ordnen sich innerhalb der äußersten, 4-quantigen Gruppe ein. Dieser Fall tritt, wie Bohr durch quantentheoretische Betrachtungen gezeigt hat, erstmalig bei $Z = 21$, dem Scandium, ein. Deshalb beschreiben im K- und Ca-Atom das 19. und 20. Elektron noch keine 3_3-, sondern 4_1-Bahnen; im Sc dagegen bewegt sich das 3. Valenzelektron in einer 3_3- und nicht in einer „äußeren" 4_2-Bahn, und in den Elementen $Z = 22$ bis $Z = 29$ (Titan bis Kupfer) vervollständigt sich die innere 3-quantige Gruppe auf 3×6 Bahnen (je 6 der Typen 3_1, 3_2 und 3_3). Diese Elemente besitzen also alle außen 2 Elektronen in 4-quantigen Bahnen und müssen daher gewisse chemische Ähnlichkeiten untereinander besitzen. Dies ist nun in der Tat der Fall, die IV. Periode ist ja die erste große Periode, und die Elemente Sc bis Cu sind alle metallisch und keine strengen Homologen der im System über ihnen stehenden Elemente, außerdem enthält diese Reihe die einander so ähnlichen magnetischen Elemente, Eisen, Kobalt, Nickel. Auf diese Tatsache, im Zusammenhang mit der Elektronenanordnung der Atome, ist schon vor dieser quantenmäßigen Deutung ausführlich hingewiesen und aus chemischen und verschiedenen physikalischen Erscheinungen der Elemente der großen Perioden auf die Ausbildung einer inneren Elektronengruppe (damals Zwischenschale genannt) geschlossen worden.[1] Offensichtlich beginnen an dieser Stelle des periodischen Systems neue Eigenschaften der Elemente, sie zeigen nicht eine einzige charakteristische Wertigkeit, sondern mehrere positive Valenzstufen (Titan bildet 2-, 3- und 4-wertige Ionen, Vanadin 2- bis 5-wertige Ionen u. so fort), ihre aus Ionen bestehenden (heteropolaren) Verbindungen sind zum ersten Male im System farbig und paramagnetisch: nach Entfernung der zwei lockersten Elektronen enthalten die Atome nicht — wie etwa Ca oder Mg — die hochsymmetrische stabile Edelgasanordnung, sondern weitere lose Elektronen, die durch die relativ geringe Qnantenenergie $h\nu$ des sichtbaren Lichts auf höhere Quantenbahnen gehoben oder durch chemische Kräfte fremder Atome ganz abgetrennt werden können; so entstehen die Färbungen und die höherwertigen Verbindungsstufen dieser Elemente.

[1]) Vgl. R. Ladenburg, Die Naturwissenschaften 8, 1920, S. 5, Zeitschr. f. Elektrochemie **26** (1920), S. 262.

Für die magnetischen Eigenschaften besitzen wir noch keine befriedigende Erklärung und müssen uns vorläufig darauf beschränken, festzustellen, daß der Mangel an Symmetrie der unvollständigen inneren Elektronengruppen gänzlich andere magnetische Wirkungen hervorruft als die hohe Symmetrie der Elektronenanordnung der Edelgasatome. Jedenfalls ist auch für das Auftreten des Paramagnetismus die unvollständige Gruppe der inneren Elektronen („Zwischenschale") verantwortlich.

Die Bohrsche Theorie gibt, wie wir gesehen haben, für deren Auftreten eine einfache quantenmäßige Begründung, indem die höhere Kernladung innere Bahnen entstehen läßt, deren Bindungsfestigkeit von ähnlicher Größe ist, wie die der äußersten 4-quantigen Elektronen.

Bohr beschreibt diesen Vorgang als Entstehung und Heilung einer „inneren Wunde", die in dem sonst so symmetrischen Bau der Atome zwischen dem Sc und dem Cu vor sich geht. Eine ganz entsprechende Erscheinung tritt in der V. Periode zwischen $Z = 39$ (Y) und $Z = 47$ (Ag) auf, wo die Ausbildung von je 6 4-quantigen Bahnen vor sich geht. In der Tat sind diese Elemente, der Reihe Sc bis Cu nicht nur in ihren chemischen Eigenschaften, sondern auch in bezug auf Färbung und Magnetismus analog. In der VI. Periode treten sogar 2 „Wunden" auf (vgl. Tabelle 3), nicht nur die zweitäußerste Gruppe ($n = 5$), auch die drittäußerste Gruppe ($n = 4$) ist nun unvollständig, und wir treffen daher von $Z = 57$ bis $Z = 71$ (La — Lu) 15 einander sehr ähnliche Elemente, die die beiden äußersten Gruppen (2 6_1-Bahnen und 1 5_3-Bahn) gemeinsam haben und sich erst in der drittäußersten, der 4-quantigen Gruppe, unterscheiden. Dies ist die physikalische Aufklärung des Geheimnisses der seltenen Erden: die Ausbildung der 4-quantigen Gruppe zu je 8 Bahnen von den Typen 4_1, 4_2, 4_3, 4_4. Auch die chemische Ähnlichkeit des Sc und Y mit den seltenen Erden wird hiernach verständlich, denn die Bahnen der 3 äußersten Elektronen dieser Elemente sind denen der seltenen Erden sehr ähnlich, nämlich 2 Elektronen in gestreckten Bahnen ($k = 1$), das 3. in einer Bahn mit der Nebenquantenzahl $k = 3$; ihre 3-wertigen Ionen enthalten alle als äußerste eine Gruppe vom Edelgastypus mit 2×4 Elektronen.

Diese mit den chemischen und physikalischen Eigenschaften der Elemente aufs schönste harmonierenden Folgerungen der Quantentheorie haben neuerdings von chemischer und von röntgenspektroskopischer Seite her glänzende Bestätigungen erfahren. Den Untersuchungen von Coster und v. Hevesy[1]) ist es im Kopenhagener Institut entsprechend Bohrs Vermutung gelungen, nachzu-

[1]) Die Naturwissenschaften 1923, Heft 8.



weisen, daß das Element 72 nicht, wie man früher glaubte, eine seltene Erde, sondern gemäß der quantenmäßigen Elektronenanordnung ein Homolog des Zirkon ($Z = 40$) ist. Es kommt mit dem Zirkon zusammen in relativ großer Menge von mehreren Prozent vor, ist aber durch seine Röntgenlinien mit Sicherheit von ihm unterschieden, als Element 72 erkannt und bereits von ihm, wenn auch nicht vollständig, getrennt worden. Es wird — nach Kopenhagen (Hafniae) — Hafnium (Hf) genannt.

13. Die Röntgenspektren.

Dieser Erfolg ist der Röntgenspektroskopie zu danken, auf die wir nun zum Schluß noch kurz eingehen wollen. Eine Röntgenlinie entsteht — wie zuerst Kossel im Anschluß an Überlegungen von J. J. Thomsen und Bohr vermutete — dadurch, daß die auf die Antikathode aufprallenden Elektronen in den Atomen ein inneres Elektron abtrennen und daß diese Stelle durch ein weiter außen im Atom befindliches, weniger fest gebundenes Elektron ersetzt wird. Die bei diesem Übergang ausgestrahlte Spektrallinie besitzt nach dem Postulat (B) die Schwingungszahl

$$\nu = \frac{1}{h}(W'' - W'),$$

wo W'' und W' die Bindungsenergien des übergehenden Elektrons in der Ausgangs- und in der Endbahn sind. Diese Energie ist angenähert[1]) durch die einfache, uns bereits bekannte Formel (7) der relativistischen Keplerellipse

$$W = Rh\frac{Z_{\text{eff}}^2}{n^2} + Rh\frac{Z_{\text{eff}}'^4}{n^4}\alpha^2\left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4}\right)$$

darstellbar; sie unterscheidet sich von der Energie des an den Zfach geladenen Kern gebundenen einzelnen Elektrons nur dadurch, daß statt der wirklichen Kernladung Z die effektive Kernladung

$$Z_{\text{eff}} = Z - \gamma$$

steht, wo γ die sogenannte Abschirmungszahl bedeutet, die der Schwächung der Kernanziehung durch die abstoßende Wirkung der andern Elektronen Rechnung trägt. Ein Teil der Röntgenterme (W/h) ist unmittelbar durch Messung der Absorptionskanten bestimmbar, die die Energie messen, die zur vollständigen Abtrennung eines Elektrons aus seiner Bahn erforderlich ist. Die übrigen sind neuerdings auf Grund des gewaltigen, besonders in den Laboratorien von Siegbahn und Duane gewonnenen Materials, durch geeignete Kombination der verschiedenen Röntgenlinien nach dem Kombinationsprinzip, von Bohr und Coster[1]) errechnet und in ihrer Abhängigkeit von der Atomnummer Z zeichnerisch dargestellt worden.

[1]) Vgl. Sommerfelds Buch S. 605 ff., sowie N. Bohr und D. Coster, Zeitschr. f. Physik **12** (1922), S. 342.

In der ihrer Arbeit entnommenen Figur 5 sind die Werte $\sqrt{\frac{W}{Rh}}$ für verschiedene M-, N-, O-Niveaus als Funktion von Z aufgetragen, die gestrichelten Teile enthalten noch nicht ganz sichergestellte Werte.

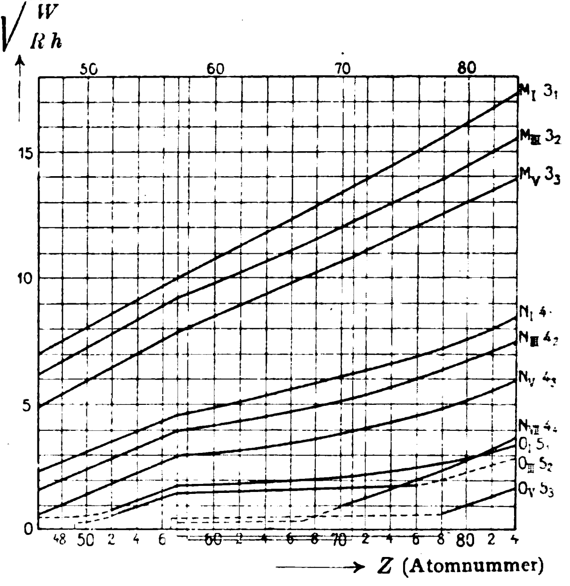


Fig. 5. Verlauf der Wurzeln der Röntgenterme als Funktion der Atomnummern (Z) nach Bohr-Coster.

In erster Annäherung kann man, besonders bei kleinen Werten von Z, von der Relativitätskorrektion in der Gleichung von W absehen, so daß

$$\sqrt{\frac{W}{Rh}} \sim \frac{Z_{\text{eff}}}{n}$$

wird. Infolgedessen ist die beim Übergang von L_{III} ($n = 2$, $k = 2$) nach K($n = 1$, $k = 1$) ausgesandte Schwingungszahl der K_α-Linie angenähert

$$\nu_\alpha = \frac{W_K - W_L}{h} = R\left\{(Z - \gamma_K)^2 - \frac{(Z - \gamma_L)^2}{2^2}\right\}.$$

wobei γ_K und γ_L die Abschirmung des K- und L_{III}-Zustandes bedeutet.

Die — in der Figur nicht dargestellten — K- und L-Kurven, und annähernd auch die hier wiedergegebene M_I-Kurve, zeigen durch ihren ganz gleichmäßigen, fast linearen Verlauf, daß die effektive Kernladung ($Z - \gamma$) hier nahezu proportional der Kernladung selbst ist. Nach einer genaueren Berechnung von Bohr und Coster ändert sich die Abschirmung γ für das K- und L_{III}-Niveau nur wenig mit Z und ist für das K-Niveau etwa $^1/_4$

so groß wie für das L_{III}-Niveau ($\gamma_K \sim \frac{\gamma_L}{4} + 0{,}35$).
Da γ_L außerdem annähernd gleich $2\sqrt{Z}$ ist, läßt sich die Schwingungszahl ν_α mit ziemlich guter Annäherung umschreiben in der Form

$$\nu_\alpha = R(Z-1)^2\left(\frac{1}{1^2}-\frac{1}{2^2}\right).$$

Dies ist die bekannte, von Moseley rein empirisch aufgefundene Beziehung.

Der gleichmäßige Gang der Wurzel aus ν bzw. aus dem Term mit der Kernladung Z erlaubt die rein experimentelle eindeutige Festlegung dieser grundlegenden Zahl für jedes Element. Die Übereinstimmung der so gewonnenen Werte mit den Atomnummern der Elemente des periodischen Systems und mit den Messungsergebnissen der Atomzerstreuung der α-Strahlen (vgl. § 5) bildet eine der wichtigsten Stützen der Atomtheorie.

Auf die Unterschiede der verschiedenen Niveaus der gleichen Gesamtquantenzahl (L_I bis L_{III}, M_I bis M_V usw.) können wir hier nicht eingehen, sie hängen mit den in Tabelle 3 dargestellten Untergruppen zusammen. Jedes der Teilniveaus wird durch drei Quantenzahlen gekennzeichnet, von denen die zwei in Fig. 4 neben die Niveaubezeichnung hingeschriebenen Zahlen (z. B. 3_3 für M_{III}) die uns bereits bekannten Werte der Gesamtquantenzahl n und der Nebenquantenzahl k bedeuten. Uns interessieren hier besonders die Abweichungen von dem gleichmäßigen Anstieg, die in den höheren Niveaus deutlich bemerkbar werden. Während die M-Niveaus noch annähernd geradlinig verlaufen, zeigen die N- und O-Niveaus starke Knicke, die besonders am Beginn und am Ende der Gruppe der seltenen Erden ($Z = 57$ bis $Z = 71$) hervortreten (vgl. Fig. 5). Die aufgezeichneten Werte $\sqrt{\frac{W}{h \cdot R}}$ sind ein Maß für die Bindung des betreffenden Elektrons. Die Knicke zeigen mithin, daß von $Z = 57$ an die Bindung der 4_1-, 4_2- und 4_3-Bahnen (N_I-, N_{III}- und N_V-Niveaus) und der 5_1- und 5_2-Bahnen (O_I- und O_{III}-Niveaus) wesentlich langsamer wächst als bei kleineren Atomnummern und daß von $Z = 72$ an die Zunahme der Bindung wieder rascher vor sich geht: im Gebiet der seltenen Erden wächst γ rascher als sonst und daher die effektive Kernladung langsamer. Dies rührt offenbar daher, daß hier die neu hinzukommenden Elektronen (4_4-Bahnen, vgl. Tabelle 3, § 11) nicht wie im allgemeinen außen, sondern innerhalb der N- und O-Bahnen eintreten und dadurch die Kernanziehung abschirmen, so daß diese nicht in gleichem Maße wie sonst mit wachsendem Z wächst. Dabei müssen aber diese 4_4-Bahnen selbst wenigstens im Bereich der seltenen Erden, loser gebunden sein als die 5-quantigen Bahnen. In der Tat verläuft die Kurve der N_{VII}-Niveaus (4_4-Bahnen) von ihrem Auftreten bei $Z = 58$ an zunächst weit unterhalb der O_I- und O_{III}-Niveaus (5_1- und 5_2-Bahnen) und schneidet sie erst etwa bei $Z = 76$ (Os).

Das Entsprechende, nur weniger deutlich, tritt in den Gruppen Sc—Ni, Y—Pd ein, wo sich nach der Theorie ebenfalls innere Gruppen vervollständigen. Wir sehen also im Verlauf und speziell in den Knicken dieser Kurven einen unmittelbaren experimentellen Beleg für die aus chemischen Eigenschaften erschlossene Ausbildung der „Zwischenschalen" in den großen Perioden, die quantentheoretisch als Vervollständigung innerer Elektronengruppen zu deuten ist.

14. Zusammenfassung.

Die Reihe der experimentellen Unterlagen für die Annahmen, auf denen sich das heute bereits hohe und ausgedehnte Gebäude der Quantentheorie aufbaut, ließe sich leicht vermehren. Doch zwingt der Rahmen dieses Berichts uns mit dem Vorgetragenen zu begnügen. Schon hiernach kann wohl kein Zweifel sein, daß die heutige Quantentheorie auf dem richtigen Wege ist, und daß wir auf diesem Wege zu einer befriedigenden Theorie des Atombaues und der Atomvorgänge gelangen werden.

15. Literatur.

Zu 2: M. Planck, Wärmestrahlung, 4. Aufl., Leipzig bei Barth 1921. E. Warburg und C. Müller, Ann. d. Phys. (4) **48** (1915), S. 410. H. Rubens und G. Michel, Sitzungsber. d. preuß. Akad. d. Wiss. 1921, S. 590. G. Michel, Zeitschr. f. Phys. **9** (1922), S. 285. W. C. Coblentz, Proc. Nat. Ac. of Sc. **3** (1917), S. 504. W. Gerlach, Zeitschr. f. Phys. **2** (1920), S. 76. R. E. Millikan, Phil Mag. (6) **34** (1917), S. 1. W. Nernst und Th. Wulf, Verh. d. D. phys. Ges. **21** (1919), S. 294.

Zu 3: A. Einstein, Ann. d. Phys. **22** (1907), S. 180. P. Debije, Ann. d. Phys. **39** (1912), S. 789. M. Born und Th. v. Kármán, Phys. Zeitschr. **13** (1912), S. 297; **14** (1913), S. 15 u. 65. M. Born, Dynamik der Kristallgitter, Leipzig und Berlin bei Teubner 1915. W. Nernst, F. Koref, F. A. Lindemann, F. Schwers, Sitzungsber. d. preuß. Akad. d. Wiss. 1910—1914.

Zu 4: A. Einstein, Ann. d. Phys. **17** (1905), S. 132; **20** (1906), S. 199. E. Ladenburg, Phys. Zeitschr. **8** (1907), S. 590; **9** (1908), S. 821 (mit K. Markau). A. Joffé, Ann. d. Phys. **24** (1907), S. 939. R. E. Millikan, Phys. Zeitschr. **17** (1916), S. 218. A. E. Hennings und W. H. Kadesch, Phys. Rev. (2) **8** (1916), S. 209 u. 221. J. Stark, Phys. Zeitschr. **8** (1907), S. 881. W. Wien, Gött. Nachr. 1907, S. 598. De Broglie, Journ. de phys. (6) **2** (1921), S. 265. R. Whiddington, Phil. Mag. (6) **43** (1922), S. 1116. Wilh. Duane und F. L. Hunt, Phys. Rev. **6** (1915), S. 167. W. Duane, W. H. Palmer und Chi-Sun-Yeh, Proc. Nat. Ac. of Sc. **7** (1921), S. 237. E. Wagner, Ann. d. Phys. (4) **57** (1918), S. 401; Phys. Ztschr. **21** (1920), S. 621. J. Franck u. G. Hertz, Verh. d. D. phys. Ges. **16** (1914), S. 457, 512; **17** (1916), S. 409, 430; **20** (1919), S. 132. J. Franck und E. Einsporn, Zeitschr. f. Phys. **2** (1920), S. 18. Zusammenfassung bei J. Franck, Phys. Zeitschr. **22** (1921), S. 388, 409, 441, 466.

Zu 5: N. Bohr, Phil. Mag. **26** (1913), S. 476, 857; **30** (1915), S. 394; Zeitschr. f. Phys. **2** (1920), S. 423;

9 (1922), S. 1; **13** (1923), S. 117. J. J. Thomson, Phil. Mag. **7** (1904), S. 237. P. Lenard, Ann. d. Phys. **12** (1903), S. 714. E. Rutherford, Phil. Mag. **21** (1911), S. 669. H. Geiger und E. Marsden, ebenda **25**. (1913), S. 604. J. Chadwick, Phil. Mag. (6) **40** (1920), S. 734.

Zu 6: N. Bohr, a. a. O. J. J. Balmer, Ann. d. Phys. **25** (1885), S. 80. F. S. Brackett, Phys. Rev. (2) **20** (1922), S. 111. A. Fowler, Monthly Notices Astr. Soc. **73** (1912); Proc. Roy. Soc. **90** (1914), S. 426. E. J. Evans, Phil. Mag. (6) **29** (1915), S. 284. F. Paschen, Ann. d. Phys. **50** (1916), S. 901.

Zu 7: R. Ladenburg, Verh. d. D. phys. Ges. **10** (1908), S. 550. R. Ladenburg und St. Loria, ebenda S. 858. Chr. Füchtbauer, Phys. Zeitschr. **21** (1920), S. 635.

Zu 8: N. Bohr, a. a. O. W. Ritz, Phys. Zeitschr. **9** (1908), S. 521.

Zu 9: N. Bohr, Quantentheorie der Linienspektra, Braunschweig bei Vieweg 1923, speziell S. 18 u. 41; Drei Aufsätze über Spektren und Atombau, 1922, speziell S. 27, 44 ff. H. A. Kramers, Intensities of Spectral Lines, Kgl. Danske. Vidensk. Selsk. Skrifter (8) **3** III, 3, Kopenhagen 1919, speziell S. 43.

Zu 10: A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. (4) **51** (1916), S. 1 u. 125; **63** (1920), S. 221; siehe auch Atombau und Spektrallinien, S. 286 ff., 721 ff. H. A. Kramers, a. a. O. N. Bohr, Drei Aufsätze über Spektren und Atombau, S. 40 ff., 54 ff. und 77 ff.

(Eingegangen am 10. April 1923.)

Originalmitteilungen.

Die Glimmröhre als Spannungsnormal zur Messung von Spannungsscheitelwerten.

Von A. Palm.

(Schluß aus Nr. 6.)

7. Spitzen-Elektroden.

Die Glimmröhren Nr. 19 und 20.

Bei der Messung hoher Spannungen mit der Funkenstrecke spielt die Spitze als Elektrodenform eine besondere Rolle. Es sei als Beispiel auf die Arbeiten von W. Weicker[1]) und E. I. Lilienfeld[2]) verwiesen. Hier liegt der Vorteil der Spitze gegen andere Elektrodenformen in der hohen Dichte des elektrischen Feldes an der Spitze mit ihrem kleinen Krümmungsradius. Dieses dichte Feld wird von fremden Feldern nur wenig beeinflußt, und es erfolgt schon vor dem Überschlag eine kräftige Ionisierung der Luft in der Nachbarschaft der Spitzen. Um zu untersuchen, wie sich Spitzen bei niedrigem Gasdruck und kleiner Spitzenentfernung verhalten, wurden die Glimmröhren Nr. 19 und 20, Tafel I, Spalte 7 angefertigt. Die Elektroden bestehen wieder aus Aluminium, als Spitzen sind Flußeisendrähte von 0,5 mm Durchmesser und 7 mm Spitzenabstand eingesetzt. Bei ganz scharfen Spitzen würde schon eine geringe Elektrodenzerstäubung bei kurzer Überlastung der Glimmröhre eine wesentliche Änderung des an sich kleinen Spitzenabstandes mit sich bringen. Die Drähtchen wurden daher am Ende zu einer kleinen Halbkugel verrundet. Die Glimmstrecke wurde wieder zum Schutz gegen fremde Felder in einen Aluminiumzylinder eingebaut, dessen Innendurchmesser e mal größer ist, als der Schaft der Spitzenelektrode. Röhre 19 wurde zu 29,2, Röhre 20 zu 199 mm Hg mit Neon-Helium gefüllt.

Bei großem Vorschaltwiderstand glimmen die Röhren nur zwischen den kleinen Stiften, verringert man den Vorschaltwiderstand, so wächst das Glimmlicht herauf auf den Spitzenschaft, eine ohne weiteres verständliche Erscheinung. Zuweilen habe ich auch beobachtet, daß sich nur am Schaft ein Glimmfleck ausbildete, die Spitze aber dunkel bleibt. Deshalb kann doch der Glimmeinsatz an der Spitze erfolgt und hier wieder erloschen sein, nachdem sich am Schaft eine Strombahn ausgebildet hatte. Auch hier springen der Glimmfleck nimmer ruhend auf der ganzen Elektrodenoberfläche scheinbar systemlos herum. Dies erweckt den Eindruck — es sei nur gestattet, hier ein landwirtschaftliches Bild zu wählen — als würde der Glimmfleck in großer Eile die ganze Elektrodenoberfläche abgrasen, als würde an den verschonten Stellen die Ladung der Moleküle immer höher anwachsen, um dann schließlich der Glimmerscheinung als willkommene Nahrung zu dienen. Bei Hochfrequenz (10^4 und mehr $\sim$/s) kommt der Glimmfleck scheinbar zur Ruhe, wie sich bei späteren Messungen zeigte, d. h. die Lichterscheinung wird gleichmäßiger, die Intensität geringer. Vielleicht tritt hier das Glimmen in anderer Form auf, vielleicht steigt auch die Wandergeschwindigkeit des Glimmflecks mit der Frequenz, so daß schließlich wie bei den Speichen eines rasch umlaufenden Rades das Auge nur ein verschwommenes Bild vermittelt. Auf die Glimmspannung sind diese Erscheinungen scheinbar ohne Einfluß, sie sollen daher nicht weiter untersucht werden.

Trotz der symmetrischen Spitzen ändert sich bei Gleichstrom die Glimmspannung mit der Stromrichtung. Sie ist größer wenn die kleine Elektrode, d. h. die Elektrode ohne Schutzmantel, Kathode, als wenn sie Anode ist. Der Schutzzylinder hat also einen Einfluß auf die Feldverteilung zwischen den Spitzen. Bei Wechselstrom entsteht bei

[1]) W. Weicker, Zur Beurteilung von Hochspannungsfreileitungsisolatoren nebst einem Beitrag zur Kenntnis der Funkenspannungen, Diss. Dresden.

[2]) E. I. Lilienfeld, Funkenschlagwerte und Wechselzahl, Verh. d. sächs. Akademie u. Wissensch. Leipzig, Math. Phys. Kl., 71. Bd., 1919, S. 145.

diesen Röhren im Augenblick des Glimmeinsatzes im Telephon ein besonders scharfes knarrendes Geräusch, daher ist auch bei schwachem Glimmstrom der Glimmeinsatz sehr deutlich zu erkennen.

Die Glimmspannung der Röhre Nr. 19 (29,5 mm Hg) beträgt bei Gleichstrom 262 Volt (kleine Elektrode, Kathode) bzw. 234 Volt (kleine Elektrode, Anode). Bei Wechselstrom ergab sich als Mittel aus zahlreichen Messungen mit der Joubertschen Scheibe zwischen 5 und 1200 ~/s eine Glimmspannung von 310 Volt, die Masse der Werte liegt zwischen 307 und 310 Volt. Die Glimmspannung steigt von 0 bis 10 ~/s rasch an und bleibt dann bis etwa 1000 ~/s gut konstant. Einige der Meßwerte fallen allerdings stark heraus.

Die Glimmspannung der Röhre Nr. 20 (199 mm Hg) liegt höher als die der Röhre Nr. 19, bei Gleichstrom 395 Volt (kleine Elektrode, Kathode) bzw. 391 Volt (kleine Elektrode, Anode). Bei Wechselstrom von 10 bis 100 ~/s steigt die Glimmspannung mit der Frequenz von 400 auf 420 Volt, so daß diese Glimmröhre als Spannungsnormal nicht zu gebrauchen ist. Es wächst also auch bei dieser Elektrodenform die Frequenzabhängigkeit der Glimmspannung mit dem Gasdruck bei Drucken über etwa 1 mm Hg.

8. Glimmröhren mit Außenelektroden.

Es wurden noch mehrere Glimmröhren mit Außenelektroden untersucht. Ähnlich wie beim Dewardgefäß waren zwei Glasröhren ineinander geschmolzen und der Zwischenraum mit Edelglas gefüllt. Die eine Elektrode wurde auf die Innenwandung des kleineren, die andere auf die Außenwandung des größeren Rohres aufgebracht, sie stellten also ineinander liegende Zylinder dar. Diese Röhren können nur bei Wechselstrom glimmen. Der Glimmeinsatz ist bei niedriger Frequenz schwer zu erkennen. Alle Röhren dieser Art zeigten sehr starke Frequenzabhängigkeit ihrer Glimmspannung und eignen sich daher nicht als Spannungsnormal.

Kapitel III.

Untersuchung der Verwendbarkeit der Glimmröhre als Spannungsnormal.

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Erscheinungen außerhalb und innerhalb der Glimmröhre betrachtet, welche auf die Glimmspannung Vg von scheinbarem und von wirklichem Einfluß sind. An Hand der gemachten Erfahrungen und Beobachtungen soll nun untersucht werden, ob die Glimmröhre tatsächlich als Spannungsnormal verwendet werden kann und welche Form dem angestrebten Ziel am nächsten kommt. Dabei bedarf es noch exakter Messungen der Frequenzabhängigkeit in weiten Grenzen, der Temperaturabhängigkeit und der zeitlichen Konstanz, sowohl der unbelasteten (nur selten eingeschalteten) als auch der dauernd glimmenden Röhre. Endlich ist noch der Einfluß fremder Felder und Strahlung und die Möglichkeit der Abwehr zu untersuchen.

1. Versuchsanordnung für Hochfrequenzmessungen.

Es war erwünscht, den Frequenzbereich für die Untersuchung der Glimmröhre bis etwa 10^6 ~/s oder 300 m Wellenlänge auszudehnen. Die Glühkathodenröhre bietet heute in Verbindung mit Spule und Kondensator ein bequemes Mittel zur Erzeugung von Wechselströmen so hoher Frequenzen. Besonders wertvoll war für die vorliegenden Messungen die Möglichkeit, die Frequenz rasch in sehr weiten Grenzen ändern zu können.

Zur Kontrolle der Spannungen beim Glimmeinsatz der Röhren kam die Joubertsche Scheibe hier nicht mehr in Frage. Der Scheitelwert der Wechselspannung wurde daher mit der Ventilröhre vor dem elektrostatischen Voltmeter gemessen nach der von Craighead[1]) angegebenen Methode.

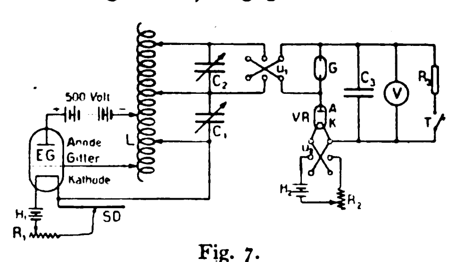


Fig. 7.

Fig. 7 zeigt das Schaltschema der Versuchsanordnung, dessen linke Hälfte mit dem Elektronengenerator EG und den Schwingungskreisen $L - C$ wohl ohne weiteres verständlich ist. Diese Anordnung ermöglicht eine rasche Änderung der Frequenz zwischen etwa 10^4 und 10^6 ~/s. Auch die Spannung an der Glimmröhre G läßt sich durch Änderung von L und C_2 im sekundären Schwingungskreis in weiten Grenzen ändern. Die Feinregulierung der Spannung wurde am Widerstand R_1 im Heizstromkreis und schließlich kurz vor dem Glimmeinsatz mit dem Schleifdraht SD vorgenommen. Es war so möglich, die Spannung an der Glimmröhre ganz gleichmäßig zu steigern. Für niedrigere Frequenzen von etwa 10^2 bis 10^4 ~/s habe ich etwas andere Spulen und Kondensatoren als Schwingungskreise verwendet in verschiedenen Anordnungen, wie sie z. B. bei Rein-Wirtz[2]) zu finden sind. Statt des Schwingungskreises konnten mit Hilfe des Umschalters u_1 auch Generatoren für 10 bis 100 ~/s oder das städtische Elektrizi-

[1]) General Electric Review 1919, S. 104—109.
[2]) Rein-Wirtz, Radiotelegr. Praktikum.

tätswerk mit 45,3 ~/s an die Glimmröhre *G* gelegt werden. Die Spannungsregulierung erfolgte dann durch einen Spannungsteiler. Die Schaltung für Niederfrequenz ist in der Fig. 7 nicht dargestellt. Es waren also bei der Versuchsanordnung Frequenzen von etwa 10^1 bis 10^6 ~/s darstellbar mit einer Scheitelspannung, die rasch auf die sehr verschiedenen Glimmspannungen der Glimmröhren reguliert werden konnte.

Rechts vom Umschalter u_1 zeigt Fig. 7 die Schaltung zur Messung der Scheitelspannung mit der Ventilröhre *VR*, die nahe bei der Glimmröhre *G* aufgestellt war. Über die Ventilröhre *VR* mit ihrer Anode *A* und Glühkathode *K* wurde das elektrostatische Voltmeter *V* geladen, dem ein Kondensator C_3 parallelgeschaltet war. C_3 wurde so groß gewählt, daß die Ladung des Voltmeters erst mehrere Minuten nach dem Abschalten der Stromquelle erkennbar abnahm. Auch die Annäherung der Hand an den Stromkreis der Ventilröhre brachte keine erkennbare Ausschlagsänderung. Anderseits durfte C_3 nicht zu groß sein, da sonst während der Steigerung der Spannung an der Glimmröhre *G*, d. h. der Aufladung von C_3 und *V* in dem Widerstand der Ventilröhre ein Spannungsabfall entsteht, der die Meßresultate trüben kann. Das Voltmeter *V* wird mit seinem Parallelkondensator C_3 über einen Widerstand R_3 von etwa 10^7 Ohm mit Hilfe des Tasters *T* entladen. Die Meßresultate sind bei dieser Schaltung nur richtig, wenn während der Messung die Spannung ganz gleichmäßig anstieg. Schaltet man, wie dies Craighead[1]) vorschlägt einen Entladungswiderstand dauernd zum Voltmesser *V* parallel, so geht dieses wohl auch mit fallender Spannung zurück, es entstehen aber durch den Widerstand Meßfehler, die vielleicht nicht groß sind, für die vorliegenden Messungen aber vermieden werden müssen.

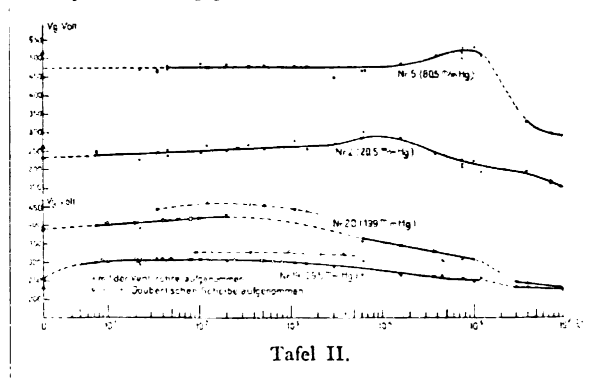
Fig. 7 zeigt in dem Heizstromkreis der Ventilröhre *VR* noch einen Umschalter u_2. Es hatte sich bei Vorversuchen gezeigt, daß die Angaben des Voltmeters sich mit der Richtung des Heizstromes um einige Volt änderten, obwohl der Heizstromkreis sehr gut isoliert war. Diese Differenz erklärt sich in einfacher Weise durch den Spannungsabfall längs des Heizdrahtes. Um den Fehler zu eliminieren, wurde jeder Meßwert zweimal aufgenommen, zwischen beiden Messungen wurde der Heizstrom mit Hilfe von u_2 gewendet und dann aus beiden Meßwerten das Mittel genommen.

Endlich gestattet der Umschalter u_1 die beiden Scheitelwerte der Halbwellen einer Wechselspannung für sich zu messen. Nur bei Verwendung von Eisen in den Induktionsspulen zeigten sich ungleiche Scheitelwerte der Halbwellen. Dennoch wurde immer je eine Messung mit u_1 Stellung links und u_2 Stellung rechts vorgenommen. Also zusammen mit den eben beschriebenen Stellungen des Schalters u_2 wurde jeder Wert viermal gemessen.

Die Frequenz wurde oberhalb der Hörgrenze mit dem Wellenmesser bestimmt. Diese Methode ist nicht sehr genau, genügt aber hier, wo es gilt, geringe Abweichungen der Glimmspannung in einem großen Frequenzbereich zu untersuchen. Im Hörbereich habe ich die Frequenz durch Vergleich ihres Tones im Telephon mit dem Ton eines auf ein rotierendes Zahnrad mit 100 Zähnen gehaltenes Stückchens Karton bestimmt, indem die Tourenzahl des Zahnrades gemessen wurde, wenn die Töne gleich waren. Diese Methode ist sehr einfach, die erzielte Genauigkeit hängt vom musikalischen Empfinden des Beobachters ab. Die Niederfrequenz wurde mit dem Zungenfrequenzmesser bestimmt.

2. Meßresultate.

Die Glimmspannung der Röhren Nr. 2 bis 20 mit Ausnahme der Nr. 3, 4, 10 und 12, die undicht geworden waren, wurden nach der vorstehend beschriebenen Methode bei Frequenzen von 7 bis 10^6 Perioden pro Sekunde gemessen. Die Meßresultate sind in den Tafeln II bis IV eingetragen. Die Glimmspannung ist in mehrfachen Unterbrechungen als Ordinate in linearem Maßstab aufgetragen. Die Frequenz ist als Abszisse gewählt und zwar in logarithmischer Teilung, wodurch die Verteilung der Meßpunkte im Bild gleichmäßiger wird. Der Wert 0 ~/s d. h. Gleichstrom ist willkürlich an die Stelle von 1 ~/s (im logarithmischen Maßstab = 0) gesetzt. Der logarithmische Abszissenmaßstab bringt bei denjenigen Kurven, die wesentlich von den Geraden abweichen, eine starke Verzerrung des Bildes der Frequenzabhängigkeit mit sich.

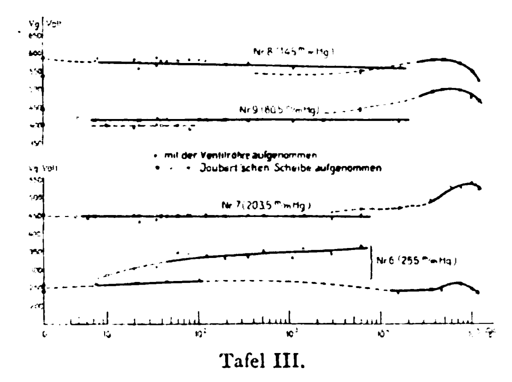


Tafel II.

Tafel II zeigt die Werte der Glimmröhren Nr. 2, 5, 19 und 20 mit Kugel- und Spitzenelektroden (vgl. Tafel I). Diese Röhren sind alle sehr stark frequenzabhängig. Die Kurven nähern sich

[1]) Craighead, a. a. O.

jedoch bei sehr hoher Frequenz einem konstanten Wert. Bei der Röhre Nr. 2 weichen die einzelnen Meßwerte stark von der durchgezogenen Kurve ab, d. h. ihr Glimmeinsatz ist unzuverlässig. Die Glimmspannung der Röhre Nr. 5 ist bis etwa 1000 ~/s konstant, steigt dann mit wachsender Frequenz an, um zwischen 10^5 und 10^6 ~/s außerordentlich stark zu fallen. Die Glimmröhren Nr. 19 und 20 (Spitzenelektroden) zeichneten sich bei allen Messungen durch einen sehr plötzlichen, präzisen Glimmeinsatz aus. Nur einige der Werte fallen stark aus der Kurve heraus, und merkwürdigerweise liegen diese Werte zwischen etwa 40 und 4000 ~/s auf einer zur Hauptkurve ungefähr parallelen Linie. In der Meßmethode kann diese „Zweiwertigkeit" nicht liegen, sonst müßte sie auch bei anderen Röhren regelmäßig aufgetreten sein. Zudem sind unter diesen Meßwerten solche beider Meßmethoden (Ventilröhre und Joubertsche Scheibe). Ich vermute, daß die Zwei-

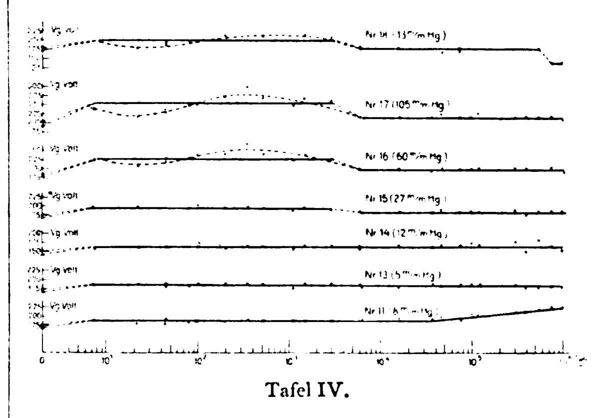


Tafel III.

wertigkeit der Glimmspannung von zwei Möglichkeiten des Glimmeinsatzes herkommt: 1. zwischen den Spitzen, 2. zwischen Schaft der linken Elektrode (Tafel I, Spalte 7) und dem Schutzzylinder der rechten Elektrode. Durch welchen Umstand bei der Überschreitung des niedrigeren Wertes der Glimmeinsatz zwischen den Spitzen ausbleiben soll, vermag ich allerdings nicht zu deuten.

In der Tafel III sind die Werte der Glimmröhren Nr. 6, 7, 8 und 9 mit Zylinderelektroden zusammengestellt (vgl. Tafel I, Spalte 3 und 4). Auch die Glimmröhre Nr. 6 zeigt neben einer gewissen Unsicherheit eine Zweiwertigkeit ihrer Glimmspannung. Ihre Innenelektrode (vgl. Tafel I, Spalte 3) ist an ihrem rechten Ende etwas verdickt. Diese Verdickung wurde mit der Absicht angebracht, den Glimmeinsatz sicher in den Innenraum zwischen die Elektroden zu verlegen. Es läßt sich jedoch nicht mit Sicherheit erkennen, wo das Glimmen einsetzt. Di· Zweiwertigkeit der Meßresultate läßt ähnlich wie bei den Röhren Nr. 19 und 20 vermuten, daß der Glimmeinsatz bald auf der schmalen Verdickung mit 30 mm Durchmesser, bald auf dem breiten Zylinder mit 29 mm Durchmesser der Innenelektrode erfolgt. Dafür spricht auch der Umstand, daß die kleinen Werte der Glimmspannung weniger frequenzabhängig sind wie die Reihe der größeren Werte. Bei ersteren tritt das Glimmen bei kleinerem Elektrodenabstand ein, also tief im Innern der Elektroden, bei letzteren bei größerem Elektrodenabstand also mehr an den von außen beeinflußbaren Stellen des elektrischen Feldes.

Die Glimmröhre Nr. 7 ist von 0 bis etwa 5000 ~/s gut konstant. Das Glimmen setzt sehr sicher ein. Bei den Röhren Nr. 6 und 7 ist, wie bereits oben bemerkt, das Verhältnis der Zylinderradien kleiner e, bei Nr. 8 ist es größer e und bei Nr. 9 gleich e. Bei Nr. 8 sinkt die Glimmspannung langsam mit steigender Frequenz, bei Nr. 9 ist sie bis etwa 10^4 ~/s gut konstant mit Ausnahme einiger etwas zu niedriger Werte zwischen 10 und 100 ~/s, die aber wieder auf



Tafel IV.

einer zur Hauptkurve parallelen Linie liegen. Auffallend ist bei allen 4 Kurven der Tafel III der ähnliche Zacken bei hoher Frequenz, die hier mit 10^5 ~/s abschließt. Die Innenelektroden reichen bei den Röhren Nr. 6 und 7 bis an den Rand der Außenelektroden, bei den Röhren Nr. 8 und 9 sind erstere wesentlich länger als letztere. Es ist also möglich, daß der Glimmeinsatz von einer gewissen Frequenz ab (10^3 bis 10^4 ~/s) bei allen vier Röhren aus dem von der Außenelektrode elektrisch geschützten Raum hinausgedrängt wird an die Ränder der Elektroden mit ihrem schlecht oder gar nicht gegen Beeinflussung von außen geschützten elektrischen Feld. Und von hier ab zeigt sich eine starke Frequenzabhängigkeit.

Tafel IV zeigt an den Glimmröhren Nr. 11 und Nr. 13 bis 18 gemessene Glimmspannungen. Nr. 11 (vgl. Tafel I, Spalte 5) ist bis etwa $5 \cdot 10^4$ ~/s gut konstant, ihre Glimmspannung steigt von da ab allmählich an. Die Röhren Nr. 13 bis 17 (vgl. Tafel I, Spalte 6) haben vollständig gleiche Elektroden und unterscheiden sich nur im Gasdruck, Nr. 13 mit 5 mm Hg ist von 7 bis 10^6 ~/s konstant, die geringen Abweichungen liegen unter-

halb der Meßgenauigkeit. Jedenfalls zeigt diese Glimmröhre keine prinzipielle Frequenzabhängigkeit in diesem Bereich. Röhre Nr. 14 ist bis etwa $5 \cdot 10^4$ ~/s gut konstant und wird dann etwas unsicher, zeigt aber ebenfalls keine prinzipielle Periodenabhängigkeit. Bei Röhre Nr. 15 zeigt sich zwischen 3000 und 6000 ~/s eine auffällige Senkung der Glimmspannung, die mit wachsendem Gasdruck im gleichen Frequenzbereich bei den Röhren Nr. 16 und 17 stärker wird. Die Kurven sind bei den letzteren Röhren zwischen 7 und 3000 ~/s als Parallele zur Abszisse etwas frei durch die Schar der Punkte gezogen, um die Zunahme der Abweichung mit zunehmendem Gasdruck hervorzuheben. Die gestrichelten Linien schließen sich besser den Meßpunkten an. Bei der Glimmröhre Nr. 18 mit ihrem etwas kleinen Elektrodenabstand (vgl. Tafel I, Spalte 6) tritt ebenfalls zwischen 3000 und 6000 ~/s eine Senkung der Glimmspannung trotz des Gasdrucks von nur 13 mm (12 mm bei Nr. 14) ein. Abweichend von den andern Glimmröhren der Tafel IV weist Röhre Nr. 18 zwischen $5 \cdot 10^5$ und $7 \cdot 10^5$ ~/s nochmals eine starke Senkung ihrer Glimmspannung auf.

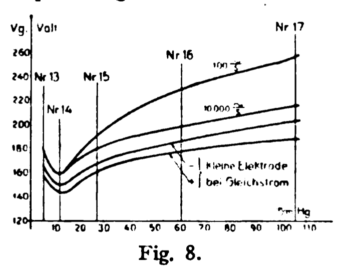


Fig. 8.

An den Glimmröhren Nr. 13 bis 17 mit Elektroden von gleichen Abmessungen und Abständen läßt sich die Abhängigkeit der Glimmspannung vom Gasdruck übersichtlich darstellen. In der Fig. 8 ist der Gasdruck in mm Hg als Abszisse, die Glimmspannung Vg als Ordinate aufgetragen. Die Glimmröhren mit ihrem konstanten Gasdruck sind durch senkrechte Linien markiert, welche die Nummer der betreffenden Röhre tragen. Die beiden oberen Kurven zeigen die Abhängigkeit der Glimmspannung vom Gasdruck bei 100 ~/s und bei 10000 ~/s, die beiden unteren Kurven bei Gleichstrom, wenn die kleinere Elektrode Kathode (—) und wenn sie Anode (+) ist. Die Differenz der beiden Wechselstromkurven wird sehr auffällig mit sinkendem Gasdruck kleiner. Auch die Differenz der beiden Gleichstromkurven nimmt mit sinkendem Gasdruck etwas ab. Diese Kurven für die Frequenz 0 liegen wesentlich tiefer als die Wechselstromkurven.

Die für Gleichstrom gefundenen Werte der Glimmspannung Vg sind in den Tafeln II bis IV direkt auf der Ordinate eingetragen. Nur bei der Glimmröhre Nr. 5 Tafel II und Nr. 8 Tafel III liegt das Mittel der beiden Gleichstromwerte etwas höher als die Wechselstromwerte bei Niederfrequenz. Alle anderen Glimmröhren zeigen bei Gleichstrom einen kleineren, zum Teil beträchtlich kleineren Wert der Glimmspannung als bei niederfrequentem Wechselstrom. Die Unterschiede sind im allgemeinen bei hohem Gasdruck kleiner als bei niedrigem, doch macht hierbei die Serie der Tafel IV eine Ausnahme, wie dies eben an Hand der Fig. 8 dargelegt wurde. Bei Hochfrequenz nähert sich die Glimmspannung bei einigen Glimmröhren wieder dem Gleichstromwert, bei anderen sinkt sie tief unter diesen. Die Differenz der Glimmspannung zwischen Gleich- und Wechselstrom hängt sicher bis zu einem gewissen Grad vom Gasdruck ab, aber auch von anderen Faktoren, z. B. der Elektrodenform. Bei Gleichstrom wird vor dem Eintritt der Stoßionisation der Verlauf des Potentialgefälles zwischen den Elektroden nur durch die sehr kleine Leitfähigkeit des Gases bestimmt, die sich schon durch geringe Ionisation von außen, z. B. durch die α-Strahlen der Erde ändern kann. Für Wechselstrom ist die Leitfähigkeit, besser gesagt, die scheinbare Leitfähigkeit, sehr viel höher als bei Gleichstrom. Die Ohmsche Komponente des Stromes ist verschwindend klein gegen die kapazitive. Der Verlauf der Felder kann also bei Gleichstrom ein ganz anderer sein als bei Wechselstrom und damit erklären sich die beobachteten Differenzen. — Hier ist diese Erscheinung von untergeordneter Bedeutung, da die Glimmröhre nur für Wechselstrommessungen verwendet werden soll.

Die vorstehenden Meßresultate basieren auf einer Meßmethode, deren Unabhängigkeit von der Frequenz in so weiten Grenzen meines Wissens noch nicht untersucht ist. Angenommen, die Angaben des elektrostatischen Voltmeters mit vorgeschalteter Ventilröhre (vgl. Fig. 7) sind von der Frequenz irgendwie abhängig, so könnte das Meßresultat der Glimmröhre Nr. 13 Tafel IV nur zustande kommen, wenn diese Glimmröhre in genau derselben Weise frequenzabhängig wäre. Dieser Fall ist von außerordentlich geringer Wahrscheinlichkeit. Es müßte sich ferner allen Meßresultaten der Tafeln II bis IV immer dieselbe Abhängigkeit der Kontrollmethode überlagern, die wohl ein Vergleich dieser Kurven erkennen ließe. Das an der Glimmröhre Nr. 13 (Tafel IV) gewonnene Meßresultat ist also gleichzeitig eine Bestätigung, daß auch die Methode mit der Ventilröhre vor dem elektrostatischen Voltmeter mindestens bis 10^6 ~/s von der Frequenz unabhängig ist. Rein äußerlich unterscheiden sich die beiden Methoden dadurch, daß zur Messung des Scheitelwertes einer Spannung bei der einen nur eine Glimmröhre, bei der anderen eine Ventilröhre mit Heizbatterie und ein

elektrostatisches Voltmeter notwendig ist. Ferner zeigt die Glimmröhre auch sehr kurzzeitige Überschreitungen ihrer Glimmspannung, wie sie z. B. bei Schaltvorgängen auftreten, durch ein kurzes Aufleuchten oder Knacken im Telephon an.

3. Kurvenform.

Ist die Glimmspannung einer Glimmröhre von der Frequenz der angelegten Wechselspannung unabhängig, so wird sie auch von deren Kurvenform unabhängig sein. Dies bestätigen die eben beschriebenen Meßresultate, welche bei sehr verschiedenen Kurvenformen aufgenommen wurden. Der für Niederfrequenz von 7 bis 80 ~/s verwendete Generator hat eine recht schlechte Kurve mit scharfer Spitze. Der Mittelfrequenz-Generator für 80 bis 1200 ~/s hat eine bessere Spannungskurve, deren Halbwellen jedoch stark unsymmetrisch sind, infolge einer zweiten Harmonischen von wesentlicher Amplitude. Die Werte von 45,3 ~/s wurden am städtischen Elektrizitätswerk Frankfurt a. M. aufgenommen, dessen Spannungskurve angenähert sinusförmig ist. Der Grundfrequenz ist jedoch eine Schwebung von etwa 2 ~/s übergelagert. Die Amplitude dieser Schwebung mag sehr klein sein, sie ist jedoch beim Glimmeinsatz einer Röhre im Telephon deutlich hörbar. Bei langsamer Steigerung der Spannung beginnt die Röhre periodisch zu glimmen eben mit der Frequenz von etwa 2 ~/s und erst bei weiterer Spannungssteigerung verwischt sich diese Schwebung allmählich. Ich habe diese Erscheinung nur an dieser Stromquelle beobachtet.

Die Kurvenform des für Hochfrequenz verwendeten Röhrengenerators habe ich nicht untersucht. Sie kann bekanntlich erheblich von der Sinusform abweichen, wenn die Gitterspannung Werte annimmt, die nicht innerhalb des geraden Teiles der Röhrencharakteristik liegen, worauf hier nicht geachtet wurde.

Endlich habe ich in der Schaltung nach Fig. 7 bei einer Frequenz von 75000 ~/s des Schwingungskreises die 500 Volt-Batterie durch eine Wechselspannung von 45,3 ~/s ersetzt. Es entsteht dadurch im Schwingungskreis eine Spannung mit der Grundfrequenz 45,3 ~/s, aber nur einer Halbwelle, der noch die Frequenz 75000 ~/s übergelagert ist. Hier zeigten alle Glimmröhren bei Vertauschung ihrer Anschlüsse beträchtliche Differenzen ihrer Glimmspannung. Der niedrigere der beiden Werte stimmt jedoch gut, bei den Glimmröhren Nr. 13 bis 17 sehr gut mit den für 75000 ~/s bei Gleichstrom an der Anode des Röhrengenerators gefundenen Werten überein.

Diese Meßresultate zeigen also, daß eine Glimmröhre, die von der Frequenz der angelegten Spannung unabhängig ist, auch unabhängig ist von deren Kurvenform.

4. Temperatureinfluß.

Der Eintritt der Stoßionisation ist nur von der Gasdichte und nicht von der Gastemperatur abhängig. Kann sich also die Gasdichte mit der Temperatur nicht ändern, so wird auch die Glimmspannung von der Temperatur in gewissen Grenzen unabhängig sein. E. Bouty[1]) hat die Glimmspannung von Gasen, auch von Neon, in einem flachen Glasballon untersucht, der zwischen große Platten in ein homogenes elektrisches Wechselfeld gebracht wurde und hat gefunden, daß das „kritische Feld“, bei dem das Gas leitend wird (Aufleuchten) von -100^0 bis $+200^0$ C. von der Temperatur unabhängig ist, wenn die Dichte des Gases konstant bleibt. In einer vollständig geschlossenen Glasröhre kann sich die Dichte des Gases nur insofern ändern, als das Volumen der Glasröhre mit zunehmender Temperatur wächst, die Gasdichte also abnimmt. Dieser Betrag ist jedoch bei den hier in Frage kommenden Temperaturänderungen zwischen etwa 0 und 40^0 C. noch sehr klein. Mit der Temperatur ändert sich der Elektrodenabstand. Auch diese Änderung ist bei normalen Meßtemperaturen sicher klein, zumal bei Zylinderelektroden. Bei über 100^0 C. habe ich starke Abweichungen der Glimmspannung gefunden, die ich auf eine direkte Verlagerung der Elektroden durch Ausgleich von Spannungen im Glas zurückführe.

Zahlreiche Messungen bei verschiedenen Temperaturen, wie sie im geschlossenen Raum vorkommen, zeigten keine Temperaturabhängigkeit. Ich habe die Glimmspannung einiger Röhren in einem Thermostat bei Temperaturen zwischen 1 bis 65^0 C. gemessen und die Resultate in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Bei den Gleichstromwerten war die kleinere Elektrode Kathode, die Wechselstromwerte wurden bei 45,3 ~/s mit der Ventilröhre gemessen:

Tabelle 5.

Temp.	Nr. 7		Nr. 11		Nr. 18		Nr. 19	
	=	~	=	~	=	~	=	~
1	463	458	173	191	171	185	278	319
4	462	460	174	192	172	188	273	317
18	463	460	175	191	170	182	253	307
22	458	460	172	189	170	183	277	305
31	462	463	174	190	171	188	269	310
39	465	464	174	189	172	188	261	296
65	469	468	175	191	175	187	233	226

Nur die Glimmröhre Nr. 19 mit Spitzenelektroden (vgl. Tabelle 1 Spalte 7) zeigt eine beträchtliche Temperaturabhängigkeit, die ich auf eine

[1]) E. Bouty, La cohésion diélectrique, Ann. de Phys. (9) **16** (1921), S. 5—34. Referat: Phys. Ber. 1921, Heft 20, S. 1145.

Änderung des Spitzenabstandes zurückführe. Bei den anderen Glimmröhren liegen die Abweichungen unregelmäßig und innerhalb der Meßgenauigkeit. Man kann also die Glimmröhre mit Zylinderelektroden als unabhängig von der Temperatur zwischen 0 und 65° C. ansprechen.

5. Zeitliche Konstanz.

Bei dem heutigen Stand der Technik der Elektrodenröhren ist es möglich, ohne viel Ausschuß Röhren herzustellen, die wirklich dauernd dicht sind. Dies ist für die Glimmröhre als Spannungsnormal die erste Vorbedingung. Auch die vollkommen dichte Röhre kann ihre Gasdichte ändern durch Abgabe von Gas an oder von den Elektroden oder der Glaswandung. Diese an sich sehr kleinen Änderungen der Gasdichte sind von geringem Einfluß auf die Glimmspannung, zumal wenn man den Gasdruck in die Nähe des Sattelpunktes der Spannungsdruckkurven wählt, wie dies z. B. bei der Röhre Nr. 14 geschehen ist (vgl. Fig. 8). Treten dagegen im Laufe der Zeit aus den Elektroden fremde Gase aus (besonders Stickstoff), die sich dann mit der Edelgasfüllung mischen, so steigt die Glimmspannung unter Umständen sehr stark an, lediglich infolge der sehr kleinen Verunreinigung. Man muß daher bei diesen Glimmröhren die Elektroden mit derselben Sorgfalt entgasen, wie bei den Röntgenröhren. Die Untersuchung der vorstehend beschriebenen Glimmröhren, die sich allerdings nur über viele Monate und noch nicht über viele Jahre erstreckt, hat gezeigt, daß es tatsächlich möglich ist, Röhren von guter zeitlicher Konstanz herzustellen. Eine Anzahl der untersuchten Röhren haben sich allerdings mit der Zeit geändert, zum Teil stark, weil die eben aufgestellten Vorbedingungen nicht mit genügender Vollkommenheit erfüllt waren. Andere Röhren haben sich als sehr gut konstant erwiesen, wie z. B. die Tabelle 1 zeigt. Die Röhre Nr. 13 hatte bei 45,3 ~/s am 10. 4. 22 eine Glimmspannung V_g von 185,0 Volt und nach außerordentlich zahlreichen Einschaltungen am 12. 12. 22 bei derselben Frequenz 185,2 Volt. Die Röhre Nr. 14 zeigte bei einer Dauerschaltung mit voll glimmender kleiner Elektrode von etwa 3000 Stunden bei 45,3 ~/s

am	24. 6. 22	166 Volt
„	17. 7. 22	165 „
„	5. 12. 22	167 „

Ob die Röhren auf viele Jahre konstant bleiben, muß sich erst noch zeigen; doch halte ich nach den bisherigen Erfahrungen größere Änderungen bei sachgemäßer Behandlung für sehr unwahrscheinlich, zumal ein Glimmstrom von der Größenordnung 10^{-5} Amp. vollkommen genügt, um den Glimmeinsatz zu erkennen.

F. Einfluß fremder Felder und Strahlung.

Magnetische Felder. Zur Untersuchung des Einflusses eines konstanten magnetischen Feldes auf die Glimmspannung habe ich einen sehr kräftigen permanenten Magnet über die Glimmröhren gesetzt, so daß die Feldrichtung senkrecht zur Röhren- bzw. Elektrodenachse war und konnte hierbei keine Änderung der Glimmspannung beobachten. Auch wenn man den Magnet direkt über die Glimmröhre hält, Feldrichtung etwa parallel zur Röhrenachse, bleibt die Glimmspannung immer dieselbe. In einem magnetischen Wechselfeld von sehr hoher Dichte konnte ich dagegen ein Wachsen der Glimmspannung beobachten. Ich habe zu diesem Zweck die Röhre in eine kräftige Spule gesteckt und diese mit Wechselstrom von 45,3 ~/s beschickt, die Glimmspannung an der Röhre war von derselben Frequenz. Bei einer Feldstärke von etwa 100 Gauß zeigt sich noch kein Einfluß. Bei sehr starker Überlastung der Spule war es möglich, auf eine Feldstärke von etwa 900 Gauß zu kommen, hierbei zeigten die Glimmröhren Abweichungen ihrer Glimmspannung bis zu einigen Prozent. Es erscheint mir immerhin fraglich, ob hier das rein magnetische Feld die Ursache ist und nicht vielleicht doch das mit jedem veränderlichen magnetischen Feld auftretende elektrische Feld.

Elektrische Felder. Legt man an eine Glimmröhre eine Spannung, die einige Prozent niedriger ist als ihre Glimmspannung und bringt dann eine mit der Klemme einer Hochspannungsquelle (Transformator) verbundene Platte in die Nähe der Röhre, so wird sie mit großer Wahrscheinlichkeit sofort ansprechen, auch wenn der eigentliche Glimmraum wie bei den beschriebenen Zylinderelektroden metallisch geschützt ist. Damit ist aber noch nicht erwiesen, daß das fremde elektrische Feld die Glimmspannung der Röhre beeinflußt hat, vielmehr hat sehr wahrscheinlich die hohe Spannung der Platte gegen den Röhrenkreis eben dessen Spannung beeinflußt, d. h. bis zur Glimmspannung der Röhre erhöht. Dieser Versuch zeigt, daß sich der Einfluß fremder elektrischer Felder auf die Glimmspannung überhaupt nicht streng untersuchen läßt, da das fremde Feld immer auch die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden beeinflussen wird.

Strahlung. Um den Einfluß einer Strahlung, welche die Fähigkeit besitzt, Gase zu ionisieren, zu untersuchen, habe ich einige der Glimmröhren mit einer Röntgenröhre bestrahlt. Die Röntgenröhre war allerdings sehr klein, hat aber gut gearbeitet und befand sich ganz nahe über der Glimmröhre. Um das elektrische Feld der Hochspannung an der Röntgenröhre von der Glimmröhre abzuhalten, habe ich zwischen beide ein

Aluminiumblech von 0,3 mm Dicke gelegt, das mit einem Punkt des Glimmröhrenkreises und mit der Erde verbunden war. Die Wandung der äußeren Zylinderelektrode ist 0,5 mm dick, die Röntgenstrahlen mußten also bis zum Glimmraum 0,8 mm Aluminium und etwa 1 mm Glas passieren. Bei dieser Anordnung war keine Beeinflussung der Glimmspannung durch Röntgenstrahlen festzustellen.

Der Einfluß fremder elektrischer Felder kann bei diesen Glimmröhren, wie bereits angedeutet, durch einen Metallmantel beseitigt werden. Magnetische Felder lassen sich durch einen Eisenmantel abhalten. Sollte sich bei Röntgenstrahlen von großer Härte und Intensität doch ein Einfluß bemerkbar machen, so ist auch diesem durch Einbau der Glimmröhre in einen Bleimantel von hinreichender Dicke zu begegnen. Es lassen sich also diese Einflüsse leicht abwenden, ich habe daher auf eine exakte Messung ihrer Größe verzichtet.

7. Glimmabbruch.

Skaupy[1]) hat gefunden, daß in einer technischen Neonröhre 1 Ampere innerhalb einer Minute 400mal trägheitslos gelöscht und gezündet werden kann. Zwischen zwei Messungen eines Scheitelwertes mit der Glimmröhre liegt eine Pause von mindestens einer Sekunde, so daß die von Skaupy als Grenze angegebene Zündgeschwindigkeit nicht erreicht wird. Mißt man die Glimmspannung der Röhren mehrmals hintereinander in möglichst rascher Folge, so findet man in Gleichstrom ein Ab- oder Zunehmen der Glimmspannung mit der Zahl der Messungen. Nach 3 bis 10maligem Glimmeinsatz wird die Glimmspannung konstant für die nachfolgenden Werte. Es ist also beim vorhergehenden Glimmabbruch etwas zurückgeblieben (Ionisation), was beim folgenden Glimmeinsatz die Höhe der Glimmspannung beeinflußt. In Wechselstrom habe ich dies nie beobachtet. Es treten zwar bei manchen Glimmröhren erhebliche Unterschiede zwischen den einzelnen Meßwerten auf, sie lassen aber keinen gesetzmäßigen Zusammenhang mit der Reihenfolge der Messungen erkennen.

Vermindert man die Spannung an einer in Wechselstrom glimmenden Röhre, so hört der Zustand des Glimmens nicht sofort auf, wenn man die Glimmspannung unterschreitet. Dies wurde bereits an Hand der Fig. 5 erläutert, d. h. bei einer ziemlich großen Geschwindigkeit der Zündfolge. Der Betrag, um den in Wechselstrom die Spannung unter die Glimmspannung sinken muß, damit das Glimmen aussetzt bzw. beim „nächsten“ Wechsel nicht wieder einsetzt, ist sehr abhängig von der Frequenz, dem Gasdruck, von der Schaltung und kann bis zu 10% betragen. Diese Differenz wird mit wachsender Frequenz kleiner. Bei sehr hoher Frequenz genügt eine äußerst geringe Spannungsverminderung, um den Glimmzustand abzubrechen. Auch mit wachsendem Gasdruck wird diese Differenz kleiner. Liegt die Glimmröhre an einer Induktivität, so ist die Differenz zwischen Glimmspannung und Abbruchspannung kleiner als wenn sie an einer Kapazität liegt aus Gründen, die im Kap. I dargelegt wurden (Energievorrat).

8. Zusammenfassung der Gesichtspunkte für die Ausbildung der Glimmröhre als Spannungsnormal.

Die Glasröhre muß vollkommen dicht sein. Bei Verwendung von reinen Edelgasen zeigt sich eine kleine Undichtigkeit schon nach kurzer Zeit, da schon die geringsten Spuren eindringender Luft eine sehr starke Erhöhung der Glimmspannung mit sich bringen. Ich spreche diese Erscheinung als Vorteil an, da sich eine Undichtigkeit rasch zeigt. Bei einer mit Luft gefüllten Glimmröhre würde sich eine sehr kleine Undichtigkeit erst bemerkbar machen, wenn dadurch die Dichte der Luft in der Röhre merklich vergrößert würde, ein Vorgang, der sich unter Umständen sehr langsam abspielt.

Alle Innenteile der Glimmröhre müssen gut gereinigt und vor der Füllung durch Erhitzen im Hochvakuum möglichst vollkommen entgast werden. Geringe Verunreinigung der Elektrodenoberfläche, z. B. durch Fingerabdrücke, hat schon bei konstanter Frequenz Abweichungen der Glimmspannung bei mehreren Messungen hintereinander zur Folge. In den Glaswandungen nahe der inneren Oberfläche und in den Elektroden und ihren Zuführungen eingeschlossene Fremdgase können im Laufe der Zeit bei einer Erhitzung der Glimmröhre durch starke Überlastung austreten oder teilweise austreten. Die Folge ist eine Verunreinigung der Gasfüllung und eine Erhöhung der Glimmspannung. Es wurden nur Glimmröhren mit Aluminiumelektroden untersucht. Dieses Material mit seiner geringen Zerstäubung und seinem kleinen Kathodenfall hat sich als zweckmäßig erwiesen.

Der Gasdruck wird nahe dem Optimum der Spannungs-Druckkurve gewählt. Hierbei kommt die Glimmspannung dem Kathodenfall der glimmenden Röhre am nächsten, der bekanntlich unabhängig ist von magnetischen Feldern[1]) und von der Temperatur[2]) so lange die Kathode nicht glüht. Nun ist der Kathodenfall zwar eine Erscheinung an der glimmenden Röhre, man weiß

[1]) F. Skaupy, Zeitschr. f. techn. Phys. 1 (1920), S. 191.

[1]) Vgl. Stark, Ann. d. Phys. 12 (1903), S. 40.
[2]) Vgl. G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. 1 (1900), S. 625.



aber sehr wohl, daß zum freien Durchtritt der Elektrizität durch ein Gas ganz unabhängig von der Elektrodenform und Elektrodenentfernung eine Spannung notwendig ist, die mindestens so groß wie der Kathodenfall sein muß, auch wenn das Spannungsgefälle in Volt pro cm ein Vielfaches des Kathodenfalles beträgt. Es wird sich also bei steigender Elektrodenspannung ganz unmittelbar vor dem Glimmeinsatz in der Oberflächenschicht der Kathode ein Kathodenfall ausbilden, der dann erst den direkten Austritt der Elektronen aus dem Metall und damit den Glimmeinsatz ermöglicht. Stellt nun diese außerordentlich konstante Größe „Kathodenfall" den Hauptbetrag der Glimmspannung dar, so bleibt nur eine kleine von verschiedenen Erscheinungen beeinflußbare Restspannung. Diese Restspannung wächst zu beiden Seiten des Optimums der Spannungs-Druckkurve (vgl. Fig. 8), und damit wächst auch die Beeinflußbarkeit der Glimmspannung. Mit steigender Frequenz wächst der vom Gasdruck praktisch unabhängige Verschiebungsstrom. Es ist immerhin möglich, daß dieser Verschiebungsstrom die Glimmspannung bei hohem Gasdruck mehr beeinflußt als bei niedrigem. Für diese Annahme spricht die beobachtete Zunahme der Frequenzabhängigkeit der Glimmröhren bei größeren Gasdrucken.

Auch die Elektrodenform ist von hohem Einfluß auf die Abhängigkeit der Glimmspannung von der Frequenz und Temperatur. Es haben sich Zylinderelektroden am besten bewährt.

Die an der Glimmröhre Nr. 13 gewonnenen Meßresultate (vgl. Tafel I und IV) haben gezeigt, daß es unter Berücksichtigung der vorstehenden Gesichtspunkte möglich ist, eine Glimmröhre als Spannungsnormal zur Messung von Spannungsscheitelwerten auszubilden.

Kapitel IV.

Messung des Spannungsscheitelwertes und des Scheitelfaktors.

1. Niederspannungsmessung.

Die kleinste mit einer Glimmröhre eben noch meßbare Scheitelspannung ist diejenige, welche ihrer Glimmspannung V_g entspricht. Die Glimmröhre Nr. 14 (Tafel I) z. B. hat eine Glimmspannung von 166 Volt; dies entspricht bei Sinusform der zu messenden Spannung einem Effektivwert von $166/\sqrt{2} = 117$ Volt. Es lassen sich also die in der Technik gebräuchlichen Wechselspannungen von 120 Volt aufwärts noch messen. Auch Netzspannungen von 110 Volt (effektiv) lassen sich im allgemeinen mit der Glimmröhre noch messen, da der Scheitelfaktor[1]) meist größer als $\sqrt{2}$ ist. Die Messung einer unbekannten Scheitelspannung erfolgt durch Spannungsunterteilung, wie sie bei den vorstehenden Versuchen schon häufig angewendet wurde. Zu Anfang wurde gezeigt, wie man mit Hilfe eines Spannungsunterteilers durch Steigerung der Spannung an der Glimmröhre bis zum Glimmeinsatz die gesuchte Scheitelspannung aus der Stellung des Spannungsunterteilers ermitteln kann. Die Änderung der Spannungsunterteilung soll möglichst stetig vor sich gehen. Die Gründe hierfür sind in Kapitel I dargelegt. Diese Bedingung ist mit Ohmschen Widerständen aus Draht für Spannungen bis zu einigen 1000 Volt erfüllbar. Fig. 1 zeigt diese Anordnung.

Als besonders vorteilhaft auch für Niederspannungsmessungen hat sich die Spannungsunterteilung durch Kondensatoren erwiesen, wie sie in Fig. 9 dargestellt ist.

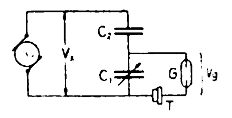


Fig. 9.

V_x ist die zu messende Scheitelspannung, C_1 und C_2 sind Kondensatoren von der Größenordnung 10^2 bis 10^4 cm, C_1 ist regulierbar, T ist ein Telephon. Für einen Drehkondensator kann man setzen

$$C_1 = a \cdot \alpha \qquad (1)$$

wenn a eine Konstante, α den Drehwinkel bedeutet. Die Spannungsunterteilung erfolgt nach der Beziehung

$$V_x = V_g \left(\frac{C_1}{C_2} + 1\right) \qquad \text{mit (1)} \qquad (2)$$

$$V_x = V_g \left(\frac{a \cdot \alpha}{C_2} + 1\right) = a_1 \cdot \alpha + a_2 \qquad (3)$$

a_1 und a_2 sind Konstante (V_g = Glimmspannung der Glimmröhre G).

Der Drehkondensator C_1 kann also an Stelle der üblichen Gradteilung mit einer Voltteilung versehen werden. Dann zeigt der Zeiger des Drehkondensators C_1 in dem Augenblick, in dem die Röhre G anspricht (im Telephon hörbar) direkt die gesuchte Scheitelspannung V_x an. Hierbei ist unter Konstanthaltung von V_x die Kapazität von C_1 zu verkleinern, damit die Spannung an der Glimmröhre bis zum Glimmeinsatz ansteigt. Anders verfährt man, wenn man die Spannung V_x durch Änderungen an der Stromquelle auf einen bestimmten Wert einstellen will. Man stellt dann den Drehkondensator C_1 auf diesen bestimmten Wert und steigert V_x bis zum Glimmeinsatz der Glimmröhre G.

[1]) Unter Scheitelfaktor sei hier nach der Definition von Benischke Scheitelwert : Effektivwert verstanden.

2. Hochspannungsmessung.

Bei der Messung der Scheitelspannung zwischen einem Hochspannungsleiter und Erde kommt man mit der einfachen Hintereinanderschaltung zweier Kondensatoren aus, wie sie Fig. 9 zeigt. Zweckmäßig wird man den von Hand zu betätigenden Kondensator C_1 und damit das Telephon T und die Glimmröhre G an die Erdseite legen. Der Kondensator C_2 hat nahezu die ganze Spannung aufzunehmen und ist dementsprechend zu wählen; C_2 kann auch aus mehreren, hintereinander geschalteten Kondensatoren bestehen. Für die Messung zwischen zwei Leitern mit hohem Potential gegen Erde läßt sich die einfache Schaltung der Fig. 9 ebenfalls anwenden. Man hat dann den Drehkondensator C_1, die Glimmröhre G und das Telephon T in einem möglichst geschlossenen Metallgehäuse unterzubringen, das mit dem einen Leiter (Fig. 9, unterer Leiter) zu verbinden ist. Den Drehkondensator wird man mit einer Isolierstange betätigen. Die Ablesung seiner Stellung aus einer der angelegten Hochspannung entsprechenden Entfernung macht keine Schwierigkeiten, da Zeiger und Skala des Drehkondensators sehr groß sein können. Führt man vom Telephon zum Ohr des Beobachters ein „Sprachrohr" aus Isoliermaterial, etwa einen Gummischlauch, so läßt sich mit dieser Einrichtung selbst bei sehr hohen Spannungen gegen Erde gefahrlos messen.

Bei einer von Görner[1]) angegebenen Wahl der Kondensatoren zur Spannungsunterteilung, deren Wiedergabe ich mir hier aus Platzmangel versagen muß, ist es möglich, das Meßinstrument in die Spannungsmitte zu legen und sein Gehäuse dauernd zu erden. Dabei entstehen keine Meßfehler, wenn einer der beiden Außenleiter an Erde kommt.

Fig. 10 zeigt ein Versuchsmodell eines Scheitelspannungsmessers mit den Meßbereichen 0,6 bis 5 kV. und 4 bis 40 kV. Die Skala jedes Meßbereiches erstreckt sich über etwa 180 Winkelgrade und hat proportionale Teilung. In der Mitte der Instrumentenscheibe befindet sich ein Drehknauf, der mit dem Zeiger und dem Drehkondensator (C_1 Fig. 9) verbunden ist. Letzterer ist mit der Glimmröhre und einigen anderen Einrichtungen im Innern des Instrumentgehäuses untergebracht. Das Telephon liegt vorn unterhalb des Instrumentes. Hinter dem Instrument sieht man zwei scheibenförmige Hochspannungskondensatoren, welche den größten Teil der zu messenden Spannung aufnehmen. Der Apparat ist bei Hartmann & Braun A.-G. entstanden. Zur Spannungsmessung nimmt der Beobachter das Telephon an sein Ohr und dreht den Knauf vom hohen Spannungswert in Richtung der niedrigeren Spannungswerte auf der Skala bis zum Ansprechen des Telephons, d. h. bis zum Glimmeinsatz der hier unsichtbaren Glimmröhre. Gerade bei Hochspannungsmessungen muß die Glimmröhre möglichst vollkommen in Metall bestimmten Potentials eingeschlossen sein. Der Apparat hat sich bereits bei zahlreichen Messungen gut bewährt.

[1]) Siehe D. R. P. Nr. 323490.

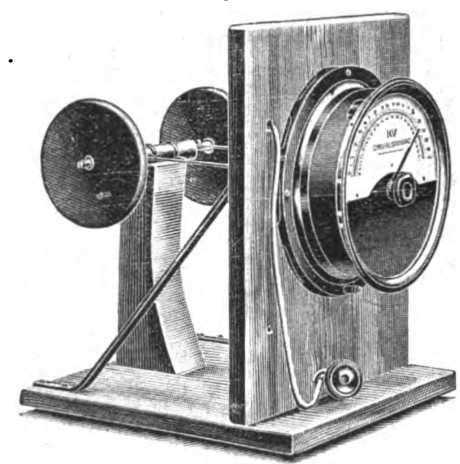


Fig. 10.

3. Der Scheitelfaktormesser.

Der Scheitelfaktor, hier mit σ bezeichnet, ist der Quotient aus Scheitelspannung und Effektivspannung. Schaltet man eine Glimmröhre mit einer Glimmspannung von beispielsweise 200 Volt parallel zu einem Effektiv-Voltmeter beliebigen Prinzips für ebenfalls 200 Volt, so wird bei reiner Sinusform der angelegten Spannung die Glimmröhre ansprechen, wenn das Voltmeter $200/\sqrt{2} = 141{,}4$ Volt (effektiv) anzeigt. Der Scheitelfaktor σ ist hier gleich $\sqrt{2}$. Ist $\sigma > \sqrt{2}$, so wird die Glimmröhre schon bei weniger als 141,4 Volt effektiv) ansprechen, d. h. es ist $\sigma = V_g/V_{eff}$, wo rechts nur bekannte Größen stehen. Führt man für V_{eff} den Wert $f(a)$ ein, wo a den Zeigerausschlag des Voltmeters bedeutet, so wird

$$\sigma = \frac{V_g}{V_{eff}} = \frac{V_g}{f(a)}$$

oder

$$f(a) = V_g \cdot \frac{1}{\sigma},$$

wo V_g die Glimmspannung der Glimmröhre, d. h. eine Konstante bedeutet. Man kann also das Voltmeter mit einer Scheitelfaktorskala versehen, die allerdings hyperbolischen Charakter hat, wie dies Fig. 11 zeigt.

Der Scheitelfaktormesser besteht also aus einem Voltmeter und einer Glimmröhre. Eine Eichung der zur Spannungsunterteilung erforderlichen Widerstände oder Kondensatoren ist nicht notwendig, was diese Methode besonders für

Hochspannungsmessungen recht vorteilhaft macht. Verwendet man als Spannungsteiler Kondensatoren von geringer Kapazität, so mißt man zweckmäßigerweise mit dem elektrostatischen Voltmeter. Den Glimmeinsatz der zum Voltmeter parallel geschalteten Röhre kann man in vielen Fällen durch einen plötzlichen Rückgang des Zeigers feststellen. Die Ursache dieser Ausschlagsänderung ist der durch den Glimmstrom erhöhte Spannungsabfall in dem der Glimmröhre vorgeschalteten Teil des

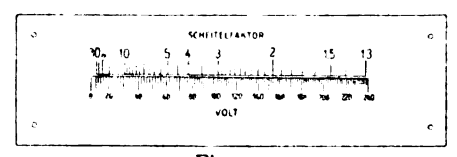


Fig. 11.

Spannungsteilers (vgl. Fig. 9). Diese Methode versagt jedoch, wenn der Glimmstrom klein ist gegen den Strom im Spannungsteiler. Bei kapazitiver Spannungsunterteilung ist der Glimmstrom gegen den Strom im Spannungsunterteiler um 90^0 zeitlich verschoben, weil die glimmende Röhre einen Ohmschen Widerstand darstellt. Dieser Umstand vermindert die Ausschlagsänderung des Voltmeters beim Glimmeinsatz. Die zuverlässigste Methode zur Erkennung des Glimmeinsatzes ist auch hier das Telephon im Stromkreis der Glimmröhre, oder die direkte Beobachtung der letzteren.

4. Beschreibung von Scheitelfaktormessungen in Hochspannung.

Versuchsanordnung. Es stand ein Hochspannungstransformator mit dem Übersetzungsverhältnis 220:250000 Volt zur Verfügung, der direkt an einen Wechselstromgenerator mit einer Leistung von etwa 8 KW angeschlossen war. Die

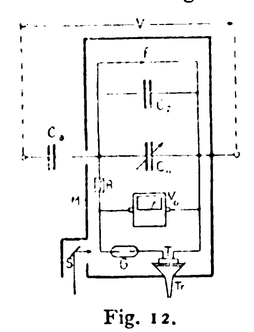


Fig. 12.

Frequenz konnte durch Änderung von Ankerspannung und Erregerstrom des Antriebmotors zwischen 20 und 100 ~/s geändert werden. Die Spannung des Generators wurde durch seinen Erregerstrom reguliert. Fig. 12 zeigt die Schaltung auf der Hochspannungsseite. An den Hochspannungssammelschienen (durch kleine Kreise angedeutet) liegt die Spannung V, deren Scheitelfaktor σ zu messen ist.

Die Spannung V wird durch die Kondensatoren C_a, C_σ und C_z unterteilt. C_σ ist ein Drehkondensator von relativ großer Kapazität, die noch durch C_z vergrößert wird. Die Spannung an C_σ beträgt nur etwa 200 Volt (Scheitelwert). Der übrige Teil der Spannung V entfällt auf den Hochspannungskondensator[1]) C_a, dessen Kapazität auf etwa 20, 40 oder 80 cm eingestellt werden konnte. Parallel zur Kapazität C_σ ist über einen Schutzwiderstand R das elektrostatische Multizellularvoltmeter V_σ geschaltet und ebenso die Glimmröhre G, in deren Stromkreis das Telephon T liegt.

Die ganze Einrichtung ist in ein Metallgehäuse M eingebaut. Der Beobachter befindet sich von diesem in etwa 3 m Entfernung und betätigt den Drehkondensator C durch eine lange Isolierstange. Das Voltmeter V_σ wird mit dem Drehfernrohr[2]) durch einen schmalen Schlitz im Metallgehäuse beobachtet. Die Beleuchtung der Skala des Voltmeters V_σ besorgt eine in Fig. 12 nicht dargestellte Bogenlampe, die außerhalb des Hochspannungsbereiches aufgestellt ist. Das Telephon T ist in einen Blechtrichter Tr eingebettet, auf dessen spitzes Ende ein isolierender Gummischlauch aufgesteckt ist, der in einer kleinen Muschel am Ohr des Beobachters endet. Der Glimmeinsatz der Glimmröhre G läßt sich mit diesem „Sprachrohr" ebenso scharf erkennen, als wenn der Beobachter das Telephon direkt am Ohr hätte. Endlich ist zur direkten Beobachtung der Glimmröhre G in der Verlängerung ihrer Achse ein Loch in das Metallgehäuse M gebrochen, vor dem ein schräger Spiegel S befestigt ist, der es dem Beobachter ermöglicht, die Röhre G zu beobachten. Der Spiegel S ist von einer Kammer aus Metall umgeben, so daß das Loch bei S im Gehäuse gegen das Eindringen fremder elektrischer Felder abgeschirmt ist. Der Gang der Messung ist derselbe, wie oben beschrieben.

Da die ganze Einrichtung zur Messung des Scheitelfaktors elektrisch vollständig abgeschirmt und isoliert aufgestellt ist, läßt sich mit ihr der Scheitelwert sehr hoher Spannungen mit großer Genauigkeit messen. Zahlreiche Messungen mit dieser Einrichtung zwischen 25 und 250 kV. und bei 20 bis 100 ~/s haben gezeigt, daß es sich recht wohl lohnt, besonders für Isolationsprüfungen und Messungen, bei welchen der Maximalwert der Spannung eine Rolle spielt, den Scheitelfaktor zu messen. Es wurden bei ein und demselben Maschinenaggregat Werte für den Scheitelfaktor gefunden, die zwischen 1,28 und 1,95 liegen, bei

[1]) Als Hochspannungskondensator wurde ein absolutes elektrostatisches Voltmeter für 250 KW verwendet, wie es vom Verfasser in der Zeitschrift für technische Physik 1920, Nr. 7, S. 137 beschrieben ist.

[2]) Vgl. E. T. Z. 1920, S. 470.

Änderung der Spannung oder der Frequenz innerhalb der angegebenen Grenzen. Die Ursache zu dieser starken Änderung liegt in der maschinellen und elektrischen Anordnung und soll hier nicht untersucht werden.

Bei der Durchführung der eben beschriebenen Versuche hat sich noch folgende Erscheinung durch direkte Beobachtung der Glimmröhre gezeigt: Wenn bei hohen Spannungen die Sammelschienen oder irgendein Teil des Hochspannungskreises sprüht, so lassen sich zwei Scheitelfaktoren bestimmen: 1. Der Scheitelfaktor σ_1, der dem ersten Ansprechen des Telephons und dem vollen Glimmeinsatz der Glimmröhre entspricht und 2. ein Scheitelfaktor σ_2, der dem ersten Aufglimmen der Röhre entspricht, ohne sichere Wahrnehmung am Telephon. Dieses erste Aufglimmen ist nur ein ganz kurzes, aber helles Zucken des auffälligen Neonlichtes, das sofort wieder restlos erlischt. Es wiederholt sich in recht unregelmäßigen Zeitabständen, die durchschnittlich um so kürzer werden, je höher die Spannung an der Glimmröhre G ist (vgl. Fig. 12). Das Aufleuchten wird hervorgerufen durch Schwingungen im Hochspannungskreis, die durch das Sprühen entstehen. Die Frequenz dieser Schwingungen ist wahrscheinlich sehr hoch, sicher viel höher als die obere Grenze des Hörbereiches, so daß das Telephon stumm bleibt, während das sehr kurze Aufleuchten der Glimmröhre vom Auge noch mit Sicherheit aufgenommen wird. Durch das Telephon entstehen bei Hochfrequenz keine Meßfehler, wie dies frühere Messungen gezeigt haben, da seine Wicklung eine ziemlich hohe Kapazität besitzt. Dagegen ist die Spannungsunterteilung (Fig. 12) für Hochfrequenz nicht ganz einwandfrei, da nur C_a ein verlustfreies Dielektrikum besitzt, während die Kondensatoren C_σ und C_z nicht verlustfrei sind. Der gefundene Scheitelfaktor σ_2 kann also mit Fehlern behaftet sein. Er gibt dennoch ein Maß für den Höchstwert der Schwingung, die sich der niederfrequenten Spannung oder praktisch irgendeinen Momentanwert der niederfrequenten Spannung überlagert. Gerade der letztere Umstand erklärt die Unregelmäßigkeit des Aufleuchtens der Glimmröhre, selbst bei ganz gleichmäßigem Sprühen im Hochspannungskreis.

Die folgenden Zahlen zeigen die Unterschiede des Niederfrequenzscheitelfaktors σ_1 gegen den Hochfrequenzscheitelfaktor σ_2.

Es war für	150 kV bei 40 ~/s	200 kV bei 65 ~/s
σ_1	1,65	1,90
σ_2	1,70	2,03

wobei kV den Effektivwert der gemessenen Spannung bedeutet.

Die vorstehenden Darlegungen zeigen, daß man mit Hilfe der Glimmröhre die Amplitude von Überspannungen recht wohl messen kann. Die experimentelle Anordnung nach Fig. 12, die zunächst nur für Niederfrequenz gedacht war, bedarf hierzu noch einer besonderen Durchbildung.

Schlußbemerkungen.

Spannungsstöße. Es wurde schon in Kapitel I, des ersten Teils, Ziffer 2 die Wirkung von Spannungsstößen auf die Glimmröhre untersucht. Spannungsstöße, die sich mehrmals in derselben Größe wiederholen, lassen sich wie der Spannungsscheitelwert in der beschriebenen Weise mit Glimmröhre und Spannungsteiler messen. Einmalige Spannungsstöße, z. B. der Scheitelwert einer Überspannungswelle, lassen sich mit den angegebenen Verfahren nicht ganz exakt messen. Immerhin ist es möglich, mit Hilfe der Glimmröhre den Scheitelwert einer Überspannungswelle in mehr oder weniger engen Grenzen zu bestimmen. Baut man z. B. in die abgehenden Leitungen einer Zentrale mit 10 kV Netzspannung eine Glimmröhre ein, deren Spannungsunterteiler so eingestellt ist, daß die Röhre bei 40 kV Scheitelspannung anspricht, so wird das Ansprechen der Glimmröhre bekunden, daß eine Überspannung von 40 kV oder mehr aufgetreten ist. Die Tatsache, daß und wann die Glimmröhre angesprochen hat, läßt sich vermittelst eines Relais und einer Zeitregistriervorrichtung festhalten. Hierdurch kann die Häufigkeit auftretender Überspannungen und ihr Zusammenhang mit anderen Vorgängen im Netz festgestellt werden. Man kann auch mehrere Glimmröhren einbauen, deren Spannungsteiler so eingestellt sind, daß z. B. die erste Röhre bei 30, die zweite bei 40 und die dritte bei 50 kV Scheitelspannung anspricht. Man wird dann aus dem Umstand, daß z. B. die erste und zweite Röhre anspricht, die dritte dagegen nicht anspricht, schließen, daß die Überspannungswelle einen Scheitelwert zwischen 40 und 50 kV hatte. Je höher man die Zahl der Glimmröhren wählt, in desto engeren Grenzen läßt sich der Scheitelwert eines Spannungsstoßes bestimmen, ähnlich wie bei der Messung einer Frequenz mit dem Zungenfrequenzmesser.

Energiebedarf der Glimmröhre. Die Glimmröhre stellt ein Meßinstrument dar, dessen Energiebedarf vor dem Glimmeinsatz praktisch gleich Null ist. Auch die eben deutlich wahrnehmbar glimmende Röhre nimmt bei einer Spannung von der Größenordnung 10^2 Volt nur einen Strom von der Größenordnung 10^{-4} bis 10^{-5} Ampere auf. Die Glimmröhre wird sich daher vielleicht in der Schwachstrom- und Hochfrequenztechnik noch nützlich machen können. Ich habe z. B. an einem Schwingungskreis mit ungedämpften Schwingungen von sehr kleiner Energie zur Messung der Wellenlänge mit dem Wellen-

messer das Resonanzmaximum an letzterem mit der Glimmröhre eingestellt. Die Koppelung zwischen Wellenmesser und Schwingungskreis konnte sehr lose gewählt werden, so daß keine Rückwirkung des ersteren auf den letzteren mehr zu beobachten war. Dabei konnte durch Ortsveränderung des Wellenmessers dessen Spannung so eingestellt werden, daß die Glimmröhre beim Durchgang durch die Resonanzstellung nur gerade aufleuchtete und sofort wieder erlosch, und so war eine sehr scharfe Einstellung des Wellenmessers möglich.

Herr Prof. Dr. Déguisne der Universität Frankfurt a. M., Herr Dr. Siedler der Chem. Fabrik Griesheim und mehrere Herren von Hartmann & Braun haben mich bei der vorliegenden Arbeit in freundlicher Weise durch Rat und Tat unterstützt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, diesen Herren hier meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

(Eingegangen am 5. Januar 1923.)

Besprechungen.

Schreiber, P., **Grundzüge einer Flächen-Nomographie**, gegründet auf graphische Darstellungen in Funktionspapieren mit gleichmäßiger und logarithmischer Teilung. 8°. IV, 85 S., 19 Fig. i. T., 3 Tf. Druck und Kommissionsverlag von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1921.

Schreiber, P., **Grundzüge einer Flächen-Nomographie.** Anleitung zum praktischen Zahlenrechnen mit Hilfe der Potenzpapiere und der Produktentafel. Ergänzung zum Vorigen. 8°. VI, 113 S, 53 Fig. i. T. Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1921.

Mit der Entwicklung der angewandten Mathematik und Mechanik hat auch die Rechentafel begonnen, sich den gebührenden Platz in Forschung und Anwendung zu erobern, den ihre Verwandten, Rechenschieber und graphische Darstellung, schon lange innen haben. Wenn dabei, wie bei allen Modesachen, des Guten etwas zuviel getan wird, wenn manche Hersteller von Nomogrammen mehr Wert auf leichte Erzeugung als auf bequeme und vielseitige Verwendbarkeit ihrer Tafeln legen oder dem Benutzer statt des gewünschten Möbelstückes vielmehr ihr Handwerkszeug und die Hobelspäne überreichen, so wird aus der Fülle doch manches Brauchbare erhalten bleiben. Dabei sollte man grundsätzlich mehr unterscheiden zwischen allgemein verwendbaren Rechentafeln und Nomogrammen für den eigenen Gebrauch in besonderen Fällen; diese leiten über zu dem Verfahren des graphischen Rechnens.

Mit solchen beschäftigen sich die beiden Bändchen von Schreiber in erster Linie. Die Firma Schleicher & Schüll in Düren hat auf Veranlassung des Verfassers verschiedenartige, vor allem logarithmisch geteilte, aber auch mit gleichmäßiger Skala (Numeri) ausgestattete Koordinatenpapiere herausgebracht, deren mannigfache Verwendbarkeit zum Darstellen von Funktionen und Auflösen von Gleichungen allgemein verständlich — nur das einleitende Kapitel des ersten Bändchens ist etwas kürzer gefaßt — und ganz ausführlich mit zahlreichen Beispielen und deutlichen Abbildungen behandelt wird.

Den Anschluß an die mathematischen Grundlagen auf der einen, die technischen Anwendungen auf der anderen Seite wird mancher Leser angesichts der fast durchweg meteorologisch-thermodynamischen Beispiele aus der Praxis des Verfassers vermissen; doch wird er die Vermutung (erstes Bändchen, Seite 9), daß die Verfahren weit über die Wetterkunde hinaus verwendbar sind, gern bestätigen.

Sobald man geeignete Koordinatenpapiere hat — die Ungenauigkeit infolge verschiedenartigen Verziehens wird nicht erörtert — tritt die Skalen-Nomographie mehr in den Hintergrund, da diese Rechentafeln leichter herzustellen und, weil ohne Lineale oder Fäden, bequemer zu benutsen sind als die verschiedenartigen Fluchtlinientafeln. Der Verfasser zieht diese Papiere, wenn nötig im Verein mit Produktentafeln, auch dem Rechenschieber vor. Aber (zweites Bändchen, Seite 19) „die wahre Rechenkunst besteht darin, daß man das richtige Hilfsmittel am rechten Ort anwendet".

E. Everling.

Wissenschaftliche Nachrichten.

AEF, Ausschuß für Einheiten und Formelzeichen.

Benennungen in der Hochfrequenz.

(In erster Lesung angenommen im April 1922.)

1. Dauerschwingung: Eine Schwingung, deren Amplitude nicht auf Null herabsinkt.
2. Ungedämpfte Schwingung: Eine Schwingung, deren Amplitude unverändert bleibt.
3. Sinusschwingung: Eine ungedämpfte Schwingung von sinusförmigem Verlauf.
4. Gedämpfte Schwingung: Eine Schwingung, deren Amplitude beständig abnimmt.
5. Dämpfungsverhältnis einer exponentiell gedämpften Schwingung: Das konstante Verhältnis einer Amplitude zu der darauf folgenden gleichsinnigen.
6. Dekrement (oder logarithmisches Dekrement): Der natürliche Logarithmus des Dämpfungsverhältnisses.
7. Dämpfungsexponent: Das Produkt des logarithmischen Dekrements mit der Frequenz.
8. Freie Schwingung oder Eigenschwingung: Eine Schwingung, bei der Frequenz und Dämpfung nur von den Eigenschaften eines Leitergebildes bestimmt werden und nicht von einer äußeren EMK.
9. Eigenfrequenz: Die Frequenz einer freien Schwingung.
10. Eigenwellenlänge: Die zu einer Eigenschwingung gehörige Wellenlänge.
11. Erzwungene Schwingung: Eine Schwingung, deren Frequenz nicht von den Eigenschaften eines Leitergebildes, sondern nur von einer äußeren EMK. bestimmt wird.
12. Grundschwingung: Die Sinusschwingung niedrigster Frequenz in einer zusammengesetzten Schwingung.
13. Grundeigenschwingung: Die Eigenschwingung niedrigster Frequenz eines Leitergebildes.
14. Grundfrequenz: Die Frequenz der Grundschwingung.
15. Oberschwingungen: Alle Schwingungen in einer aus mehreren Sinusschwingungen bestehenden Schwingung mit Ausnahme der Grundschwingung.
16. Harmonische Oberschwingungen: Alle Schwingungen, deren Frequenzen ganze Vielfache der Grundfrequenz sind.
17. Obereigenschwingungen: Alle Eigenschwingungen eines Leitergebildes mit Ausnahme der Grundeigenschwingung.
18. Schwingungskreis: Ein Leitergebilde mit einer Eigenschwingung, die im Betriebszustande zur Geltung kommt.
19. Geschlossener Schwingungskreis (Kondensatorkreis): Ein Schwingungskreis, dessen metallisch leitende Strombahn nahezu vollständig, d. h. bis auf einen eingeschalteten Kondensator, geschlossen ist.



20. Offener Schwingungskreis: Ein Schwingungskreis, dessen metallisch leitende Strombahn nicht annähernd geschlossen ist.
21. Aperiodischer Kreis: Ein Kreis, der keine Eigenschwingungen hat (Schwingkreise, deren Eigenfrequenzen nicht von der Größenordnung der Betriebsfrequenzen sind, heißen quasiaperiodisch).
22. Koppelung: Eine Beziehung zwischen Kreisen, welche die Übertragung von Schwingungsenergie aus einem Kreis in einen anderen bedingt.
23. Resonanz: Das Mitschwingen der größtmöglichen elektromagnetischen Energie in einem Schwingungskreise unter der Einwirkung einer aufgedrückten Wechsel-EMK.
24. Resonanzkurve: Eine Kurve, welche für einen Schwingungskreis die Abhängigkeit der Stromstärke, der Spannung oder Leitung von der Frequenz oder von einer die Frequenz bestimmenden Konstanten des Kreises in der Nähe der Resonanz darstellt.
25. Abstimmung: Das Einstellen eines Schwingungskreises auf eine bestimmte Frequenz.
26. Gleichstimmung: Die Übereinstimmung der Eigenfrequenz eines Kreises mit der eines anderen Kreises oder mit der Frequenz einer EMK.
27. Schwebung: Die periodischen Energieschwankungen, die infolge Übereinanderlagerung zweier Schwingungen wenig verschiedener Frequenzen entstehen.
28. Schwebungsfrequenz: Die Anzahl von Schwebungen in einer Sekunde.
29. Quasistationärer Strom: Ein Wechselstrom, der in allen Querschnitten eines unverzweigten Leiters im gleichen Augenblick dieselbe Stärke hat.
30. Nicht quasistationärer Strom: Ein Wechselstrom, der nicht in allen Querschnitten eines unverzweigten Leiters im gleichen Augenblick dieselbe Stärke hat.
31. Spannungsknoten bzw. Spannungsbauch: Die Stellen geringster bzw. größter Spannungs-Amplitude bei nicht quasistationären Strömen.
32. Stromknoten bzw. Strombauch: Die Stellen geringster bzw. größter Stromamplitude bei nicht quasistationären Strömen.
35. Hautwirkung (Skineffekt): Die durch elektromagnetische Induktion hervorgerufene ungleichförmige Stromverteilung über den Querschnitt eines vom Wechselstrom durchflossenen Leiters.

gez. Giebe.

Personalnachrichten.

Berlin. Prof. Dr. phil. Dr.-Ing. h. c. K. W. Wagner wurde zum Präsidenten des telegraphen-technischen Reichsamts ernannt.

Berlin. o. Professor Dr. Max Bodenstein von der Technischen Hochschule in Hannover wurde als Nachfolger von Geh. Rat W. Nernst an die Universität Berlin berufen.

Wien. In der diesjährigen feierlichen Schlußsitzung der Wiener Akademie der Wissenschaften wurde der Haidinger Preis für Physik zu gleichen Teilen zuerkannt den Herren Professor Dr. Franz Aigner und Privatdozent Dr. Adolf Schmekal.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Am 26. Juni ist nach langer schwerer Krankheit der Gründer und 1. Vorsitzende der Ortsgruppe Leipzig, Herr Professor Dr. Scholl, gestorben. Sein Name ist mit der Entwicklung der Ortsgruppe Leipzig und der Wissenschaft der technischen Physik an der Leipziger Universität eng verknüpft. Die Ortsgruppe und die Gesellschaft wird sein Andenken stets in Ehren halten.

Dr. L. Schiller. Dr. G. Gehlhoff.

Am 30. Juni verschied nach schwerem Leiden unser Mitglied Dr.-Ing. h. c. O. Lasche, Mitglied des Vorstandes der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft. Er hat die Entwicklung unserer Gesellschaft und unserer Zeitschrift stets mit Interesse verfolgt, war er doch von der Nützlichkeit und Notwendigkeit der Anwendung physikalischer Methoden in der Technik überzeugt.

Wir werden sein Andenken stets in Ehren halten. Dr. G. Gehlhoff.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 30, Nollendorfplatz 6, IV Tr. r., Telefon-Nr.: Lützow 225.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Sitzungsberichte.

Freitag, den 15. Juni 1923, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikalischen Institutes der Technischen Hochschule Charlottenburg.

Tagesordnung:

Herr Geheimrat Runge, Göttingen: „Graphische Integrationsmethoden".

Freitag, den 29. Juni 1923, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikalischen Institutes der Technischen Hochschule Charlottenburg.

Tagesordnung:

Herr Professor Gehrcke: „Die Gegensätze zwischen der Äthertheorie und der Relativitätstheorie und ihre experimentelle Prüfung".

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Die Direktion der Siemens-Schuckert-Werke in Mannheim hat unserer Ortsgruppe Baden-Pfalz einen Vortragssaal mit einem Nebenzimmer für Bibliothek und Vorstands-



sitzungen dauernd zur Verfügung gestellt; unsere Ortsgruppe ist dadurch aller Schwierigkeiten enthoben und jetzt besser daran, als der Hauptverein. Der Direktion der Siemens-Schuckert-Werke in Mannheim gebührt der größte Dank für ihr Entgegenkommen.

Unserer Ortsgruppe Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim hat sich die Gruppe Karlsruhe angeschlossen. Daraufhin wurde in der Mitgliederversammlung am 6. Juni 1923 beschlossen, den Namen dieser Ortsgruppe in den Sammelnamen „Baden-Pfalz" umzuändern.

Herr Professor Gaede, Karlsruhe, wurde von der Versammlung in den Beirat zugewählt.

Die Satzungen wurden von der Ortsgruppe Baden-Pfalz unverändert von der Ortsgruppe Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim übernommen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. Fr. Aigner, Wien IV:
- Herr Josef Bienert, Wien XII, Mandlgasse 12.
- Herr Privatdozent Baurat Dr. Paul Fillunger, Wien XVIII, Bastiengasse 20.
- Herr Dr. Sebastian Geiger, Wien IX, Boltzmanngasse 3.
- Herr Prof. Dr. Alfons Klemenc, Wien IX, Vasagasse 9.
- Herr Prof. Dr. Erwin Kruppa, Wien IV, Technik.
- Herr Dr. Hermann Rigele, Wien III, Reisnerstr. 38.
- Herr Dr. Spiegler, Wien VII, Lindengasse 15.
- Herr Dr. Georg Stetter, Wien IX, Boltzmanngasse 5.
- Herr Josef Stulla-Götz, Wien XIX, Sieveringerstraße 191.
- Herr Dr. Robert Wälder, Wien I, Wipplingerstr. 21.
- Herr Prof. Dr. Karl Wolf, Wien IV, Technik.

Seitens des Herrn Dr. Gallus, Berlin-Tempelhof:
- Herr Dr.-Ing. Wilhelm Fischer, Berlin-Tempelhof, Moltkestraße 12.

Seitens des Herrn Dr. Georg Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
- Herr Dr. O. Werner, Kiel, Fleckenstraße 16 (Phys. Institut).

Seitens des Herrn Ingenieur Erich Gross, Wien II:
- Fräulein Dr. phil. Hedwig Schleiffer, Wien I, Wiesingerstraße 6.
- Herr Ing. Josef Schwarzmann, Wien XIII, Auhofstraße 7.

Seitens des Herrn Dr. Hochheim, Heidelberg:
- Herr Prof. Dr. Jos. Eckert, Mannheim, Leopoldstr. 6.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Hoffmann-Degen, Heidelberg:
- Herr Prof. Dr. Josef Hirsch, Mannheim, Seckenheimerstraße 8.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Charlottenburg:
- Herr Dr.-Ing. Karl H. Schrödter, Hersfeld a. d. Fulda, Nachtigallenstraße 11.

Seitens des Herrn Dr. G. Neumann, Eisenach:
- Herr Dipl.-Ing. Julius Bing, Direktor der Magnetwerke G. m. b. H. Eisenach.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Reinig, Mannheim:
- Herr Prof. Dr. Gscheidlen, Direktor der Oberrealschule Mannheim.

Seitens des Herrn Dr. Roth, Frankfurt a. M.:
- Herr Dr. phil. Hermann Hunkel, Physiker, Darmstadt, Frankfurterstraße 68.

Seitens des Herrn Prof. Dr. M. Scheel, Berlin:
- Herr Baracz, Prof. d. Physik in Moskau, Berlin W. 15, Lietzenburgerstraße 11.

Seitens des Herrn Ing. Schwenk, Mannheim:
- Herr Ing. Erwin Müthlein, Mannheim, Q 4, 20.
- Herr cand. phys. Robert Stadler, Ziegelhausen bei Heidelberg.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Ing. Richard Hohnhold, Budapest, Csörsz N. 39, jetzt Rathenow, Kl. Hagenstraße 38.

Herr Dr. Otto Meisser, Weimar, Falkstraße 41, jetzt Jena, Reichszentrale für Erdbebenforschung.

Herr Dr.-Ing. W. Nowag, Mannheim, Pozzistraße 3, jetzt Heidelberg, Rohrbacherstraße 19.

Herr Werner Oehring, Jena, Botzstraße 10, jetzt Gotha, Friedrichjakobstraße 11.

Herr Dr. Ernst Radel, Berlin, Elsasserstraße 38, jetzt Groß-Lichterfelde-West, Bernerstraße 39.

Herr Dr. Retzow, Berlin N. 4, Kesselstraße 9, jetzt Berlin N. 31, Ramlerstraße 33.

Herr Oberingenieur Adolf Steinle, Jena, Grünbergstraße 3, jetzt Jena, Hausbergstraße 3.

Herr Dr. Hans Vogel, Berlin-Charlottenburg, Danckelmannstraße 54a, jetzt Berlin NW. 87, Helmholtzstr. 36.

Herr Ing. Willy Voigt, Kiel, Holtenauerstraße 212, jetzt Magdeburg, Moltkestraße 7a III.

Verstorben.

Herr Dr.-Ing. h. c. O. Lasche, Berlin.
Herr Prof. Dr. Scholl, Leipzig, Linnéstraße 5.

Berichtigung.

Es muß heißen:

Dr. Hans Bohner (statt Bohmer), Universität, Phys.-chem. Institut.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Wien.

Vorträge der Ortsgruppe Wien im Sommersemester 1923.

1. Vortrag anläßlich der Gründung der Ortsgruppe am 14. Mai 1923: Herr F. Aigner „Das Sprechfilmproblem".
2. Vortrag am 4. Juni 1923: Herr H. Mache „Über die Änderung der Verbrennungsgeschwindigkeit explosibler Gasgemische mit Druck und Temperatur".
3. Vortrag am 18. Juni 1923: Herr R. Ettenreich „Ein neuer Kathodenstrahloszillograph nach Dufeur".

Dr. F. Aigner.

Lichttechnische Gesellschaft Karlsruhe.

Sitzungsbericht.

Sitzung am Dienstag, den 3. Juli 1923, abends 8 Uhr, im Hörsaal des Chemisch-technischen Instituts der Technischen Hochschule in Karlsruhe.

Tagesordnung:

1. Vortrag des Herrn Prof. Dr. Teichmüller: „Raummodell zur Messung der Beleuchtungsstärke von Innenräumen und seine experimentelle Prüfung auf Eignung hierfür".
2. Vortrag des Herrn Dipl.-Ing. Hasenkämper: „Untersuchung des Wirkungsgrades der Beleuchtung von Innenräumen am Modell".
3. Kleinere Mitteilungen.

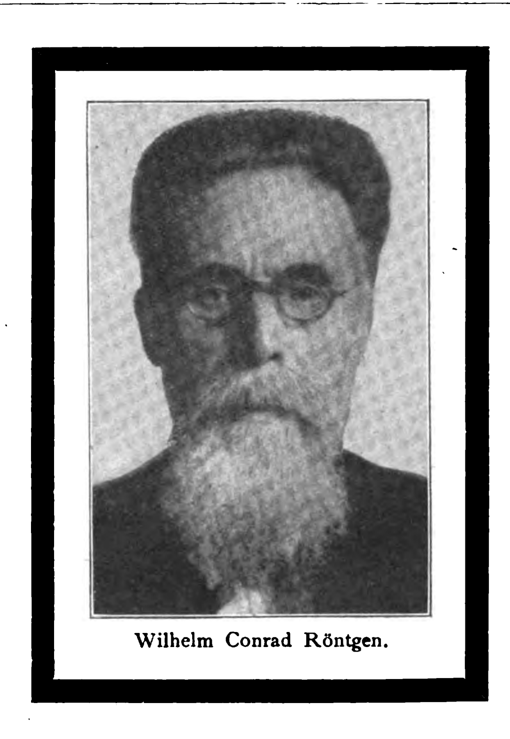
Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



Zeitschrift für technische Physik

1923 | **Vierter Jahrgang** | **Nr. 8**

INHALT:



Wilhelm Conrad Röntgen.

Reden zur Röntgen-Gedächtnisfeier

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
der Deutschen Gesellschaft für technische Physik
der Berliner Röntgenvereinigung
am 27. Mai 1923
in der großen Aula der Universität Berlin.

Wilhelm Conrad Röntgen als Forscher und Mensch.

Von Peter Paul Koch.

Herr Reichspräsident, meine Damen und Herren!

Als die Deutsche Physikalische Gesellschaft die ehrenvolle Aufforderung an mich richtete als ihr Vertreter vor dieser illustren Versammlung die Gedächtnisrede auf Wilhelm Conrad Röntgen zu halten, konnte es keinem Zweifel unterliegen, daß ich diese Auszeichnung der rein äußerlichen Tatsache verdanke, daß ich einer der wenigen bin, die dem Verstorbenen längere Zeit — rund 25 Jahre — nahestehen durften, zuerst als Schüler, später als Assistent und schließlich — um den Ausdruck zu gebrauchen, den er selbst anwandte — als Kollege.

So bin ich dem Wunsche der Gesellschaft nachgekommen und ich will hier einmal vor einem weiteren Kreis berichten, wie die Art Röntgens als Forscher, als Lehrer und als Mensch gewesen ist, denn die große Entdeckung, die seinen Namen mit einem Schlage über die weite Erde hin bekannt und berühmt gemacht hat, zusammen mit

seiner persönlichen Zurückhaltung, hat es mit sich gebracht, daß sich mancherlei Fabeln um ihn spannen.

Obwohl ich dem Physiker vom Fach damit eine Selbstverständlichkeit sage — wie im folgenden übrigens des öfteren — möchte ich vorwegnehmen, daß eine ernstliche Meinungsverschiedenheit darüber wohl nicht besteht, daß der Name Röntgens unter den Physikern der vergangenen Generation auch dann mit an erster Stelle genannt werden würde, wenn er die Entdeckung nicht gemacht hätte.

Die Kürze der mir zugemessenen Zeit gestattet leider nur eine kurze Aufzählung der wissenschaftlichen Veröffentlichungen Röntgens, im wesentlichen in historischer Reihenfolge.

Schon die ersten Arbeiten Röntgens, die anfangs der 70er Jahre des vergangenen Jahrhunderts erschienen und die sich mit der Bestimmung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen der Gase befaßten (1, 2)[1]), zeigten, daß er die wesentlichen Eigenschaften des Forschers in ausgeprägtestem Maße besaß: Die feine Nase für die Erkennung des Problems, das experimentelle Geschick zur Durchführung der Untersuchung und die scharfe Kritik, die die Fehlerquellen und ihre Einflüsse auf das Resultat in möglichst weitgehendem Maße berücksichtigte und damit dem Endergebnis ein möglichst hohes, scharf definiertes Maß von Sicherheit schuf.

Es war also das Gebiet der Präzisionsphysik, das Röntgen sich von Anfang an zu seinem Arbeitsfeld erwählte, eine Gebiet, das, wie er selbst in der Gedächtnisrede auf Friedrich Kohlrausch (55) im Jahre 1910 ausführte, dem Forscher, der sich ihm zuwendet, eine gewisse Resignation auferlegt. Denn er muß fast stets mit Sicherheit damit rechnen, daß seine Arbeit über kurz oder lang von anderen überholt wird und „damit verschwindet allmählich die Erinnerung an seine Person und an seine Tätigkeit".

Dem Geiste der Präzisionsphysik ist Röntgen während seines ganzen langen Forscherlebens treu geblieben.

Und es liegt etwas Versöhnliches darin — wenn es auch dem, der die Zusammenhänge überblickt, sehr verständlich erscheint — daß es gerade einem Vertreter dieser stillen und bescheidenen, wenig Wesens von sich machenden Forschungsrichtung beschieden war, den großen Fund zu tun.

Die weiteren Arbeiten Röntgens aus der Zeit anfangs der 70er Jahre des vorigen Jahrhunderts befassen sich in rascher Folge mit technischen Hilfsmitteln der Experimentierkunst, wie dem Löten von platinierten Gläsern (3), mit Problemen der Elektrizitätsentladung (4, 12), und ferner der Wärmeleitung in Kristallen (5, 11). Mit letzteren Untersuchungen wandte sich Röntgen der Kristallphysik zu, der er bis an sein Lebensende die Jugendliebe bewahrte und wenn man personifizieren wollte, könnte man sagen, daß auch die Kristalle sich dankbar erwiesen, indem sie es schließlich waren, die in den Händen von Laue und seinen Mitarbeitern Friedrich und Knipping die Klärung über die Natur der Röntgenstrahlen brachten.

Es folgten Untersuchungen über die Intensität der Sonnenstrahlung, die gemeinsam mit Exner ausgeführt wurden (6), weiter Arbeiten aus dem Gebiet der Elastizitätslehre (7) und dem der Kapillarität (9). Auch mit der Verbesserung der instrumentellen Hilfsmittel befaßte er sich und konstruierte ein Aneroidbarometer mit Spiegelablesung (10). Von dieser Zeit her datiert wohl sein nachhaltiges Interesse für die Erscheinungen der elastischen Nachwirkung.

Gemeinsam mit Kundt wurde schließlich der Nachweis der elektromagnetischen Drehung der Polarisationsebene des Lichtes in Gasen erbracht (13, 14, 15, 17), einer Erscheinung, nach der von anderen Forschern vergeblich gesucht worden war, und die nunmehr trotz ihrer Kleinheit nicht nur qualitativ nachgewiesen, sondern sogar quantitativ verfolgt werden konnte.

Mit der Reihe der vorstehend geschilderten rund 15 Veröffentlichungen, die sich auf die Zeit von 1870 bis 1879 verteilen, schließt der erste Abschnitt der Forschertätigkeit Röntgens. Es war gleichzeitig auch eine Zeit äußerer Erfolge für den jungen Forscher, denn nach nur einjähriger Privatdozentur im Jahre 1874 in Straßburg wurde er im Jahre 1875 Professor in Hohenheim. Dort konnte er sich aber, wie er uns einmal selbst erzählte, nicht recht einleben. Hauptsächlich beengten ihn die beschränkten Mittel seines Instituts und so ging er 1876 als außerordentlicher Professor nach Straßburg zurück. Schon im Jahre 1879 — wurde er — kaum 34 Jahre alt — zum Ordinarius der Physik in Gießen ernannt. Auch der dem Fach Fernerstehende kann schon aus dieser raschen Stufenleiter der äußeren Erfolge ersehen, wie hoch die zeitgenössische Physik die wissenschaftliche Leistung Röntgens einschätzte.

In Gießen galt die erste Arbeit Röntgens der heute Kerreffekt genannten Erscheinung (16). Nach diesem Phänomen, das von theoretischen Gesichtspunkten aus zu erwarten war, hatte er, wenn auch ohne Erfolg, in seiner Straßburger Zeit eifrig gesucht. Im Anschluß daran entstand eine Reihe von Veröffentlichungen über Pyro- und Piezoelektrizität (18, 21, 22, 23), deren Fortsetzung ihn fast bis an sein Lebensende lebhaft beschäftigte. Auch zeigte er durch einen entscheidenden Versuch (19, 20, 26), daß der Wasserdampf Wärme absorbiert

[1]) Vgl. das „Verzeichnis der Veröffentlichungen Röntgens" am Schluß.

und entschied dadurch eine Kontroverse zwischen Magnus und Tyndall. Eine weitere Veröffentlichung beschrieb einen Vorlesungsapparat zur Demonstration des Poiseuilleschen Gesetzes (24).

Nunmehr wandte sich Röntgen einem Arbeitsgebiet zu, dem er gleichfalls bis in seine letzten Lebensjahre ein unvermindertes Interesse bewahrte, dem Einfluß des Druckes auf die verschiedenen physikalischen Eigenschaften der Körper, wie innere Reibung (25), Kompressibilität (28, 29, 31, 32, 38, 42), Brechungsexponenten (33, 39), Dielektrizitätskonstante (48) und galvanisches Leitvermögen (44). Auch die berühmte Arbeit (27, 30, 35) über die durch Bewegung eines im homogenen elektrischen Felde befindlichen Dielektrikums hervorgerufene elektrodynamische Kraft entstand in Gießen. Diese Arbeit wurde von Helmholtz der kgl. preußischen Akademie der Wissenschaften in Berlin vorgelegt. Der so beobachtete Effekt ist von H. A. Lorentz als „Röntgenstrom" bezeichnet worden.

Damit schloß die Gießener Zeit, die insgesamt 18 Veröffentlichungen ergeben hatte, eine wie die andere nach Anlage und Durchführung wie aus einem Guß und — wie alle Veröffentlichungen Röntgens — bis auf den heutigen Tag in ihren Ergebnissen unangetastet.

Im Jahre 1888 siedelte Röntgen als Nachfolger Kohlrauschs, der nach Berlin berufen worden war, an die Universität Würzburg über und setzte dort mit einer Reihe von Schülern, besonders die Arbeiten über den Einfluß des Druckes fort. Weiter wandte er sich der Frage nach der Dicke kohärenter Ölschichten auf der Oberfläche des Wassers zu, einer Größe aus der auf den Radius der Wirkungssphäre der Moleküle und damit auch auf die Größenordnung des Moleküldurchmessers selbst geschlossen werden kann (37, 43). Daneben beschrieb er eine Reihe von Vorlesungsversuchen (36) und faßte das reiche experimentelle Material, das durch seine und anderer Forscher Bemühungen über die Änderung der Eigenschaften des Wassers mit dem Druck vorlag, in die Anschauung zusammen, daß im Wasser zwei Arten von Molekülen vorkommen, die Eismoleküle und die Wassermoleküle (40), die sich unter dem Einfluß von Temperatur- und Druckänderungen wechselseitig ineinander umwandeln.

An die geschilderten Veröffentlichungen schlossen sich nunmehr die berühmten drei Abhandlungen über eine neue Art von Strahlen (49, 50, 51, 52), die Röntgen selbst zunächst und persönlich bis an sein Lebensende als X-Strahlen bezeichnet hat. Die Abhandlungen erschienen in den Jahren 1895, 1896 und 1898 und von da an schwieg Röntgen, der in den bisherigen rund 25 Jahren seiner wissenschaftlichen Laufbahn etwa 50 Arbeiten veröffentlicht hatte, 10 Jahre lang. Er siedelte im Jahre 1900 als Ordinarius der Physik nach München über und veröffentlichte dort in den Jahren von 1907 bis 1921 eine Reihe von Arbeiten über den thermischen Ausdehnungskoeffizienten, besonders des Diamanten bei tiefen Temperaturen (56), weiter in Gemeinschaft mit A. Joffe über die Elektrizitätsleitung in Kristallen und den Einfluß der Bestrahlung darauf (54, 57, 59) und schließlich über eine Neubestimmung der Curieschen piezoelektrischen Konstanten des Quarzes (58).

Überblickt man das im vorhergehenden kurz skizzierte wissenschaftliche Lebenswerk Röntgens, so bietet es das Bild einer bemerkenswerten Vielseitigkeit. Trotz seiner Gründlichkeit liebte es Röntgen offenbar öfters einmal den Gegenstand seines Interesses zu wechseln und auch von dieser Seite seines wissenschaftlichen Charakters wird es uns so verständlich, daß seine aufsehenerregende Entdeckung auf einem Gebiet erfolgte, mit dem er sich bis dahin so gut wie gar nicht befaßt hatte.

Die Brücke zwischen seinen vielseitigen physikalischen Interessen schlug wohl sicherlich seine intensive Beschäftigung mit der Fachliteratur. Darauf verwandte er sehr viel Zeit. Besonders in den Abendstunden bis tief in die Nacht hinein, saß er hinter seinen Zeitschriften und Sonderdrucken. Auch Bahnfahrten, so seine samstäglichen Ausreisen nach seinem Häuschen in Weilheim, benutzte er dazu mit Vorliebe.

Die Literaturkenntnis Röntgens auch auf Gebieten, auf denen er sich nie experimentell betätigt hatte, war denn auch geradezu erstaunlich.

Bei der experimentellen Durchführung seiner Probleme bevorzugte Röntgen persönlich Anordnungen einfachster Art, die er sich womöglich mit eigenen Händen herstellen konnte. Diese Vorliebe stammt noch aus der Zeit, in der — mangels eines Institutsmechanikers — jeder Physiker sein eigener Mechaniker sein mußte.

Mit besonderer Liebe hegte Röntgen die Institutssammlung als das Handwerkszeug der Forschung. Er wünschte, daß alle Stücke in der Sammlung sich in gebrauchsfähigem Zustand befinden sollten. Vor allem die Meßapparate hatten es ihm angetan und mit den Instrumenten, mit denen er selbst arbeitete, stand er in geradezu persönlichem Verhältnis. „Die Apparate sind oft klüger als die Menschen" pflegte er zu sagen und: „Wer die Apparate schlecht behandelt, ist mein Feind!"

In der Art seines Experimentierens selbst ließ sich Röntgen, wenigstens in den Jahren, in denen ich ihn kannte, nicht gern hineinblicken. Der Grund dafür lag wohl weniger in der Besorgnis, es könnte ihm jemand irgendwelche Geheimnisse absehen, als in einer Art persönlicher Scheu. Höchstens zu Hilfsoperationen zog er bei seinen Arbeiten einmal einen Assistenten zu, zum Auf-

stellen eines Meßinstruments oder — da er farbenblind (rotgrünblind) war — zur Beurteilung von Farbnuancen an Versuchsstücken. Doch sah er sich gern kritischen Auges die Versuchsaufbauten seiner Schüler und Assistenten an. Dabei war immer wieder die geradezu schlafwandlerische Sicherheit erstaunlich, mit der er auch auf ihm fernerliegenden Gebieten mittels weniger Fragen an den Punkt gelangte, wo die Argumentation einen Haken hatte oder eine verborgene Fehlerquelle sitzen konnte.

Er faßte die wissenschaftliche Forschung wie eine Art Kampf mit der Natur auf, die mit allen Mitteln darauf ausgeht, ihre Geheimnisse zu verteidigen: „Die Natur ist heimtückisch" — sagte er einmal bei einer bestimmten Gelegenheit — „sie geht darauf aus, den Menschen zu betrügen, selten, daß sie ihm etwas schenkt!"

Die wissenschaftliche Forschung, unbehindert von irgendwelchen Rücksichten, sah er als das schönste an, was dem Physiker im Leben geschenkt ist. In den ganz seltenen Augenblicken, in denen er aus sich herausging und von sich selbst erzählte, hat er uns einmal gesagt, daß er immer nur habe Probleme angreifen können, die ihn tiefinnerlich interessierten. „Das oder gar nichts!" war für ihn die Alternative. Aus dieser Einstellung erklärt es sich auch, daß Röntgen für Untersuchungen nichts übrig hatte, die auf eine technische Ausbeutung hinzielten. Denn die Gebundenheit der Marschroute, die damit meist untrennbar verknüpft ist, widersprach seinem obengenanten Motto. Der Lohn für seine Mühen war ihm die reine Freude an der Erkenntnis. Er hat dies in ergreifenden Worten ausgesprochen, als er als erster Nobelpreisträger von Stockholm zurückkehrte.

Als ich im Jahre 1913 einige Monate auf der Sonnenwarte bei Pasadena weilte, hat der Direktor dieser Warte, G. E. Hale, einmal im Gespräch zu mir gesagt, daß er sich zu all den wundervollen Instrumenten, die dort verschwenderisch zur Verfügung standen, noch etwas dazu wünsche, nämlich, daß die amerikanischen Physiker etwas mehr von dem „famous spirit of research", dem feinen Forschergeist der Deutschen besitzen möchten. Und ich kann die Schilderung der Persönlichkeit Röntgens als Forscher nicht besser abschließen als durch Feststellung der Tatsache, daß er geradezu ein typischer Repräsentant dieses feinen Forschergeistes gewesen ist, um den uns andere Nationen beneiden und den sie uns auch nicht so rasch nachmachen werden, weil der letzte Grund für diese Veranlagung im deutschen Nationalcharakter zu suchen ist, in dem Ausführen einer Sache um ihrer selbst willen!

Aber die Schilderung der Persönlichkeit Röntgens müßte unvollständig bleiben, wenn ich nur von seinen Eigenschaften als Forscher reden wollte.

In der Tat haben sich ja die Verhältnisse an den deutschen Universitäten historisch in der Art entwickelt, daß der Professor nicht als Forscher angestellt wird, sondern als Lehrer und daß ihm als solchem ein vollgerüttelt Maß von Unterrichts- und Verwaltungspflichten zugemessen ist. Die Forscherarbeit ist freiwillig geleistete Überarbeit, die nicht nach Tag und Stunde fragt. Es ist wohl selbstverständlich, daß Röntgen seinen Lehrverpflichtungen mit der Gewissenhaftigkeit nachgekommen ist, die für den ganzen Menschen charakteristisch war. „Man kann nicht immer Kaviar essen!" sagte er uns Jüngeren, wenn wir in den üppigen Zeiten vor dem Kriege von „Forschungsstellen" schwärmten und er sah in der jährlich sich wiederholenden Vorlesung über Experimentalphysik den auch dem Forscher gesunden Zwang sich immer wieder über die Grundlagen seiner Wissenschaft klar zu werden und auf dem Laufenden zu erhalten.

Seine Vorlesungsversuche waren in sorgfältigster Weise ausprobiert und gelangen mit absoluter Sicherheit. In seiner Vorlesung wurde weder gemogelt noch „geschwommen". Diese billigen Mittel verschmähte er.

Von gleicher Gediegenheit war die Anlage und die Durchführung des physikalischen Praktikums.

Die Themata für die Doktorarbeiten waren bis in die letzten Konsequenzen durchdacht und bewegten sich auf den verschiedensten Gebieten, auf denen er selbst experimentell tätig gewesen war. Sein Prinzip war: den Doktoranden sich selbst durchbeißen zu lassen. Er lief dem Doktoranden nicht nach. Wenn dieser sich aber an ihn wandte, war er jederzeit hilfsbereit mit Rat und Tat. „Päppeln Sie niemanden hoch, es hat keinen Zweck!" hat er einmal zu uns gesagt, als wir selbst in die Lage kamen, Doktoranden annehmen zu müssen.

Trotz seines großen Wissen und Könnens hat Röntgen im wissenschaftlichen Verkehr auch mit Jüngeren niemals seine Autorität eingesetzt um Recht zu behalten. Er besaß keine Veranlagung zum „Bonzen" und er konnte geradezu eine Engelsgeduld entwickeln, um in einer Diskussion selbst mit Doktoranden und Studenten seine stets wohl durchdachten und so gut wie immer richtigen Ansichten so lange klarzulegen, bis sein Gegner innerlich von deren Richtigkeit überzeugt war.

Von der Popularisierung seiner Wissenschaft hielt er nicht viel. Er meinte, die Physik sei ein Gebiet, um das mit ehrlicher Mühe geworben werden müsse. Allenfalls könne man so vortragen, daß ein Laienkreis in die irrtümliche Ansicht versetzt werde, er habe das Vorgetragene verstanden. Das bedeute aber die Begünstigung der Halb-

bildung und die sei schlimmer und gefährlicher als die Unbildung.

Auch die andere Seite seiner Verpflichtungen als Beamter, die Verwaltung des ihm anvertrauten Instituts, faßte Röntgen mit tiefem Ernst auf. Er ging dabei von dem Gesichtspunkt aus, daß wenn der Staat, für Ausrüstung und Unterhaltung eines Instituts aufkomme, es dann selbstverständliche Pflicht des Institutsleiters sei, sich dieses Vertrauens durch sorgfältige Pflege des kostbaren ihm zu treuen Händen übergebenen Gutes würdig zu erweisen. Er konnte sehr bitter werden, wenn er sah, daß andere es in diesem Punkt weniger genau nahmen.

Betrachten wir schließlich noch ganz kurz einige Züge, die uns den Charakter Röntgens als menschlicher Persönlichkeit näher bringen. Da ist zu sagen, daß er nicht immer die besten Erfahrungen im Leben gemacht haben muß, denn ein gewisses Mißtrauen war der Grundton, auf den er den Verkehr mit einem ihm fremden Menschen zunächst einstellte. Hatte er aber einmal erkannt, daß sein Partner — sagen wir einmal kurz — Art von seiner Art war, so lohnte er diese Erkenntnis mit einem felsenfesten Vertrauen. Und ich glaube, daß die wenigen, die zu ihm in dieses Vertrauensverhältnis treten durften, ihm auch die Treue gehalten und ihn nicht enttäuscht haben. Im persönlichen Verkehr liebte er über alles klare und scharfe Ausdrucksweise. Verschwommenheiten waren ihm zuwider. Er hatte viel Sinn für Humor, ein Zeichen, daß er ein innerlich guter Mensch gewesen ist, und die tiefe und herzliche Art, wie Röntgen lachen konnte, klingt mir noch heute in den Ohren.

Röntgen war — wie sich denken läßt — kein Gesellschaftsmensch. Doch hatte er immer ein großes Vergnügen, wenn Fachgenossen ihn besuchten, und selten ließ er es sich nehmen, sie persönlich im Institut herumzuführen. Seine Scheu vor Ehrungen ist bekannt. Es ging ihnen aus dem Wege, wo es ihm irgend möglich war.

Politisch ist Röntgen allezeit ein guter Deutscher gewesen. Er hat Deutschland groß werden sehen und es ist ihm das bitterste nicht erspart worden, das Miterleben des Niederbruchs bis zum letzten, der Münchener Räterepublik. Manches von dem, was später eintraf, hat Röntgen schon bei Beginn des Krieges mit erstaunlicher Schärfe vorausgesehen. Mit besonderer Besorgnis erfüllte ihm die kulturelle Entwicklung, die nach dem Zusammenbruch einsetzte, und deren unverkennbare Tendenz darauf hinausläuft, die Qualitätsleistung zugunsten des Mittelmaßes zu unterdrücken. Er war davon überzeugt, daß auch der schärfste Vernichtungswille unserer Feinde keine geeignetere Maßregel hätte ersinnen können, um Deutschlands Wiederauferstehung nach Kräften zu verhindern.

Seine Erholung suchte Röntgen auf seinem kleinen Landsitz in Weilheim, beim Herumstreifen auf der Jagd in der freien Natur und auf Reisen, die er mit seiner Frau, mit der er in glücklichster Ehe zusammenlebte, alljährlich im Frühjahr nach Oberitalien und im Herbst nach der Schweiz anzutreten pflegte. Er liebte eine gewisse Breite der Lebensführung und er hielt die dadurch bedingte Leichtbeschwingtheit des Geistes für eine wesentliche Voraussetzung der Lust zum Forschen und damit des wissenschaftlichen Erfolges.

Versuchen wir die Gesamtpersönlichkeit Röntgens auf eine einzige Formel zu bringen, so können wir wohl sagen: Das ganze Wesen dieses Mannes lag in seiner tiefinnerlichen Wahrhaftigkeit.

Und gerade ihm ist es beschieden gewesen, die Entdeckung zu machen, der an Größe und Tragweite in der Geschichte der Physik wenige gleichkommen. Es ist verständlich, daß die Laienwelt, die von dem Werden wissenschaftlicher Leistung eine Anschauung nicht besitzt, das meteorgleiche Auftauchen einer Persönlichkeit sich nicht anders erklären kann, als durch den Mechanismus einer Zufallsentdeckung. Und in der Tat spann sich auch um die Entdeckung Röntgens sehr bald die übliche Legende von der entscheidenden Leistung des Institutsdieners, wobei zwei Varianten auftraten. In Würzburg wurde die Entdeckung dem guten alten Vorlesungsdiener Marstaller, in München aber dem langjährigen Präparator Weber zugeschrieben, welch letzterer erstmals fünf Jahre nach der Entdeckung mit Röntgen zusammenkam. Entbehren diese Darstellungen insbesondere für den, der die Arbeitsmethoden Röntgens kennt, nicht einer gewissen Komik, so ist es um so verwunderlicher, daß es Physiker von Fach gewesen sind, die die öffentliche Meinung in der Richtung zu beeinflussen suchten, als ob ein blindes Huhn auch einmal ein Korn gefunden habe. Und doch muß jeder Fachmann voll Bewunderung vor der Tatsache stehen, daß Röntgen mit einer in der Geschichte der Wissenschaft kaum erlebten Vollständigkeit die fundamental neuen Eigenschaften seiner Strahlen feststellte, so vollständig in der Tat, daß es beinahe 20 Jahre dauerte, bis durch den glücklichen Gedanken Laues der erste wesentliche Fortschritt in der Erkenntnis der Natur der Strahlen erzielt wurde. Und es zeugt für den erstaunlichen Weitblick Röntgens, daß er, als er seinerzeit festgestellt hatte, daß seine Strahlen keine Reflexion erleiden, als Material für seine Reflexionsversuche auch Glimmer benutzt hat mit dem Bewußtsein, daß ein Stück Glimmer für Röntgenstrahlen etwas anderes sein könnte als ein Stück Glas, daß er also den Laueversuch in der Braggschen Form tatsächlich angestellt hat, wenn auch aus Gründen, die uns heute klar sind, ohne Erfolg.

Besonders nach der Übersiedelung Röntgens von Würzburg nach München, in welcher Zeit eine längere Pause in den Veröffentlichungen Röntgens eintrat, hervorgerufen durch die Tatsache, daß er mit altgewohnter Gründlichkeit zunächst sein neues Institut in Ordnung brachte, wollte das geringschätzige Gerede über die wissenschaftlichen Fähigkeiten Röntgens nicht verstummen und verdichtete sich schließlich in einem Angriff in einem Münchener Lokalblatt von bemerkenswerter Bosheit. Es war die Zeit, in der mein Freund Wagner einmal sagte: „Es ist ja geradezu ein persönliches Unglück, eine solche Entdeckung zu machen!" Und Sommerfeld: „Röntgen ist doch einer der bestverleumdeten Leute in Deutschland!"

Röntgen setzte der geschäftigen Betriebsamkeit seiner großen und kleinen Neider steinernes Schweigen entgegen. Er wußte: die Tatsachen sprachen für jeden, der überhaupt sehen wollte, mit unanfechtbarer Deutlickeit.

Aus seiner Entdeckung hat Röntgen, der im Privatleben durchaus den Pfennig zu ehren wußte, materielle Vorteile nicht gezogen. Hätte er sie — etwa durch ein Patent auf die Antikathode — verwerten wollen, so hätte er sich damit die ganze Welt tributpflichtig machen können. Aber er sah, wie wir schon bemerkten, den Lohn in der Forscherfreude und in der Tatsache, daß ihm der Staat die Mittel für die Forschung zur Verfügung stellte und ihm für seine Tätigkeit als akademischer Lehrer eine Lebensführung in bescheidener Behaglichkeit ermöglichte. Der heutigen Generation ist das Verständnis für diese großzügige Denkart verloren gegangen. Die Zukunft wird zeigen, welche Folgen für die Wissenschaft und damit für das Volksganze daraus erwachsen werden!

Nur mit wehem Herzen können wir heute unseren Blick zurückwerfen aus der düsteren Not der Gegenwart auf jene goldenen Zeiten, in denen es Wilhelm Conrad Röntgen beschieden war, durch seine Entdeckung ein neues Zeitalter in der Physik heraufzuführen. Mit der Freude, daß es ein Deutscher war, dem die große Tat glückte, mischt sich das drückende Gefühl der Besorgnis, es möchte mit Röntgen für Deutschland ein Zeitalter zu Ende gegangen sein, in dem es groß war in den Werken der Wissenschaft und dadurch blühte und gedieh.

Aber wir müssen Optimisten bleiben, wenn wir nicht fahnenflüchtig werden wollen. Und deshalb wollen wir mit heißer Sehnsucht unserem lieben armen deutschen Vaterland wünschen und für es hoffen, daß der deutsche Forschergeist, der Geist Röntgens, allen Schwierigkeiten zum Trotz sich durchsetze und mit dazu beitrage, dem deutschen Volke zu einer besseren Zukunft zu verhelfen.

Personalien und Verzeichnis der Veröffentlichungen Röntgens.

Personalien:

Wilhelm Conrad Röntgen, geboren 27. März 1845 in Lennep, Rheinprovinz.

1868 Dr. phil. in Zürich.
1870 Assistent bei Kundt in Würzburg.
1872 Assistent bei Kundt in Straßburg.
1874 Privatdozent in Straßburg.
1875 Professor in Hohenheim.
1876 a. o. Professor der Physik in Straßburg.
1879 o. Professor der Physik in Gießen.
1888 o. Professor der Physik in Würzburg.
1900 o. Professor der Physik in München.
1919 vom Lehramt zurückgetreten.
Gestorben 10. Februar 1923.

Siehe dazu ferner:

A. Sommerfeld, Zu Röntgens siebzigstem Geburtstag. Phys. Zeitschr. **16** (1915), S. 89.
W. Wien, Röntgen †. Ann. d. Phys. **70** (1923), Heft 5.

Veröffentlichungen:

1) Über die Bestimmung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen der Luft. Ann. d. Phys. u. Chem. **141** (1870), S. 552—566.

2) Bestimmung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen bei constantem Druck zu derjenigen bei constantem Volumen für einige Gase. Ann. d. Phys. u. Chem. **148** (1873), S. 580—624.

3) Über das Löthen von platinierten Gläsern. Ann. d. Phys. u. Chem. **150** (1873), S. 331—333.

4) Über fortführende Entladungen der Elektricität. Ann. d. Phys. u. Chem. **151** (1874), S. 226—249.

5) Über eine Variation der Senarmontschen Methode zur Bestimmung der isothermen Flächen in Krystallen. Ann. d. Phys. u. Chem. **151** (1874), S. 603—608.

6) Über eine Anwendung des Eiscalorimeters zur Bestimmung der Intensität der Sonnenstrahlung. Mit Exner. Wien. Ber. (2) **69** (1874), S. 228—238.

7) Über das Verhältnis der Quercontraktion zur Längsdilatation bei Kautschuk. Ann. d. Phys. u. Chem. **159** (1876), S. 601—616.

8) A telephonic alarm. Nature **17** (1877), S. 164—165.

9) Mitteilung einiger Versuche aus dem Gebiet der Capillarität. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **3** (1878), S. 321—328.

10) Über ein Aneroidbarometer mit Spiegelablesung. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **4** (1878), S. 305—311.

11) Über eine Methode zur Erzeugung von Isothermen auf Kristallen. Zeitschr. f. Kryst. **3** (1878), S. 17—25.

12) Über Entladungen der Elektricität in Isolatoren. Göttinger Nachr. 1878, S. 390—404.

13) Nachweis der electromagnetischen Drehung der Polarisationsebene des Lichtes im Schwefelkohlenstoffdampf. Mit Kundt. Münchn. Ber. **8** (1878), S. 546—549; auch in Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **6** (1879), S. 332—336.

14) Nachtrag zur Abhandlung über Drehung der Polarisationsebene im Schwefelkohlenstoffdampf. Mit Kundt. Münchn. Ber. **9** (1879), S. 30.

15) Über die electromagnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes in den Gasen. Mit Kundt. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **8** (1879), S. 278—298; auch in Münchn. Ber. **8** (1879), S. 148—170.

16) Über die von Herrn Kerr gefundene, neue Beziehung zwischen Licht und Electricität. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **10** (1880). S. 77—92.

17) Über die electromagnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes in den Gasen. 2. Abhandlung. Mit Kundt. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **10** (1880), S. 257—265.

18) Über die durch Electricität bewirkten Form- und Volumänderungen von dielectrischen Körpern. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **11** (1880), S. 771—786.

19) Über Töne, welche durch intermittierende Bestrahlung eines Gases entstehen. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **12** (1881), S. 155—159.

20) Versuche über die Absorption von Strahlen durch Gase, nach einer neuen Methode ausgeführt. Ber. d. Oberh. Ges. f. Natur- u. Heilk. **20** (1881), S. 52—64.

21) Über die durch electrische Kräfte erzeugte Änderung der Doppelbrechung des Quarzes. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **18** (1883), S. 213—228, 534—551.

22) Bemerkung zu der Abhandlung des Herrn A. Kundt: Über das optische Verhalten des Quarzes im electrischen Feld. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **19** (1883), S. 319 bis 322.

23) Über die thermo, actino- und piëzoelectrischen Eigenschaften des Quarzes. Ann. d Phys u. Chem., N. F., **19** (1883), S. 513—518.

24) Über einen Vorlesungsapparat zur Demonstration des Poiseuilleschen Gesetzes. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **20** (1883), S. 268—271.

25) Über den Einfluß des Druckes auf die Viscosität der Flüssigkeiten, speciell des Wassers. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **22** (1884) S. 510—518.

26) Neue Versuche über die Absorption von Wärme durch Wasserdampf. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **23** (1884), S. 1—49, 259—298.

27) Versuche über die elektromagnetische Wirkung der diëlektrischen Polarisation. Mathem. u. Naturw. Mitteilungen a. d. Sitzber. d. kgl. preuß. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 1885, S. 89—92.

28) Über Compressibilität und Oberflächenspannung von Flüssigkeiten. Mit Schneider. Ann. d. Phys. u Chem., N. F., **29** (1886), S. 165—213.

29) Über die Compressibilität von verdünnten Salzlösungen und die des festen Chlornatriums. Mit Schneider. Ann. d. Phys. u Chem., N. F., **31** (1887), S. 1000 bis 1006.

30) Über die durch Bewegung eines im homogenen elektrischen Felde befindlichen Dielektrikums hervorgerufene electrodynamische Kraft. Mathem u. Naturw. Mitth. a. d. Sitzber. d. kgl. preuß. Akadem. d. Wissensch. 1888, S. 7—12.

31) Über die Compressibilität des Wassers. Mit Schneider. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **33** (1888), S. 644—660.

32) Über die Compressibilität des Sylvins, des Steinsalzes und der wäßrigen Chlorkaliumlösungen. Mit Schneider. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **34** (1888), S. 531 bis 551.

33) Über den Einfluß des Druckes auf die Brechungsexponenten von Schwefelkohlenstoff und Wasser. Mit Zehnder. Ber. d. Oberh. Ges. f. Nat. u. Heilk. **26** (1888), S. 58—60.

34) Elektrische Eigenschaften des Quarzes. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **39** (1889), S. 16—24.

35) Beschreibung des Apparates, mit welchem die Versuche über die electro-dynamische Wirkung bewegter Dielectrica ausgeführt wurden. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **40** (1890), S. 93—108.

36) Einige Vorlesungsversuche. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **40** (1890), S. 109—114.

37) Über die Dicke von cohärenten Ölschichten auf der Oberfläche des Wassers. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **41** (1890), S. 321—329.

38) Über die Compressibilität von Schwefelkohlenstoff, Benzol, Äthyläther und einigen Alkoholen. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **44** (1891), S. 1—23.

39) Über den Einfluß des Druckes auf die Brechungsexponenten von Wasser, Schwefelkohlenstoff, Benzol, Äthyläther und einigen Alkoholen. Mit Zehnder. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **44** (1891), S. 24—51.

40) Über die Constitution des flüssigen Wassers. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **45** (1892), S. 91—97.

41) Kurze Mitteilung von Versuchen über den Einfluß des Druckes auf einige physikalische Erscheinungen. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **45** (1892), 98—107.

42) Über den Einfluß der Compressionswärme auf die Bestimmungen der Compressibilität von Flüssigkeiten. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **45** (1892), S. 560—567.

43) Verfahren zur Herstellung reiner Wasser- und Quecksilberoberflächen. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **46** (1892), S. 152—157.

44) Über den Einfluß des Druckes auf das galvanische Leitungsvermögen von Electrolyten. Nachr. v. d. kgl. Ges. d. Wissensch. z. Göttingen 1893, S. 505—511.

45) Zur Geschichte der Physik an der Universität Würzburg. Würzburg 1894. 23 S.

46) Notiz über die Methode zur Messung von Druckdifferenzen mittels Spiegelablesung. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **51** (1894), S. 414.

47) Mittheilung einiger Versuche mit einem rechtwinkeligen Glasprisma. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **52** (1894), S. 589—592.

48) Über den Einfluß des Druckes auf die Diëlecricitätsconstante des Wassers und des Äthylalkohols. Ann. d. Phys. u Chem., N. F., **52** (1894), S. 593—603.

49) Über eine neue Art von Strahlen. Sitz.-Ber. d. Würzb. med.-phys. Ges. 1895, S. 137—141; auch in Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **64** (1898), S. 1—11.

50) Eine neue Art von Strahlen. 2. Mittheilung. Sitz.-Ber. d. Würzb. med.-phys. Ges. 1896, S. 11—16, 17—19; auch in Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **64** (1898), S. 12 bis 17.

51) 15 Photographien einer neuen Art von Strahlen. Lichtdruck. Barth, Leipzig 1896.

52) Weitere Beobachtungen über die Eigenschaften der X-Strahlen. Mathem. u. Naturw. Mitt. a. d. Sitz.-Ber. d. kgl. preuß. Akad. d. Wissensch. z. Berlin 1897, S. 392 bis 408; auch in Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **64** (1898), S. 18—37.

53) Erklärung. Phys. Zeitschr. **5** (1904), S. 168.

54) Über die Leitung der Elektrizität im Kalkspat und über den Einfluß der X-Strahlen darauf. Sitz.-Ber. d. mathem.-phys. Klasse d. k. b. Akad. d. Wissensch. **37** (1907), S. 113—114.

55) Friedrich Kohlrausch. Sitz.-Ber. d. mathem.-phys. Klasse d. k b. Akad. d. Wissensch. Schlußheft 1910, S. 26—28.

56) Bestimmungen des thermischen linearen Ausdehnungskoeffizienten von Cuprit und Diamant. Sitz.-Ber. d. mathem.-phys. Klasse d. k. b. Akad. d. Wissensch. 1912, S. 381—387.

57) Über die Elektrizitätsleitung in einigen Kristallen und über den Einfluß der Betrahlung darauf. Zum Teil in Gemeinschaft mit A. Joffé. Ann. d. Phys., 4. F., **41** (1913), S. 449—498.

58) Pyro- und piëzoelektrische Untersuchungen. Ann. d. Phys., 4. F., **45** (1914), 737—800.

59) Über die Elektrizitätsleitung in einigen Kristallen und über den Einfluß einer Bestrahlung darauf. Zum Teil in Gemeinschaft mit A. Joffé. Ann. d. Phys., 4. F., **64** (1921), S. 1—195.



Die technisch-physikalische Entwicklung der Röntgenstrahlenanwendung.

Von Georg Gehlhoff.

Hochgeehrter Herr Reichspräsident!
Meine Damen und Herren!

Mit Wilhelm Röntgen ist ein Mann dahingegangen, wie er der Menschheit in Jahrzehnten einmal beschert wird. Man sagt, daß er seine Entdeckung der nach ihm benannten Strahlen einem Zufall verdanke. Aber dieser Entdeckung ist doch zunächst die Beobachtung vorausgegangen, dieser Beobachtung einer auffälligen Erscheinung folgte die Erkenntnis, daß es sich um einen neuen, besonderen Effekt handelt, und auf diese Erkenntnis folgte die Erfassung der ungeheuren Tragweite der Entdeckung. Daß Röntgen sich der Tragweite seiner Entdeckung vollkommen bewußt war, geht auf Schritt und Tritt aus seinen drei kurzen Mitteilungen, seinen einzigen Veröffentlichungen über die neue Strahlenart hervor. Freilich konnte er nicht wissen, in welchem Umfange die Röntgenstrahlen auf dem Gebiete der Therapie und auf dem Gebiete der Kristallstrukturforschung Anwendung finden würden, denn jede Sache braucht Zeit zu ihrer Entwicklung. Wohl aber erkannte er die ungeheure Wichtigkeit der nach ihm benannten Strahlung zur Untersuchung von Materialien und vor allen Dingen zur Untersuchung auf medizinischem Gebiet.

Wenn ich hierin das Geniale Röntgens erblicke, nämlich nicht in der rein physikalischen Entdeckung, sondern in der Erkenntnis der Tragweite und der Ausarbeitung seiner Entdeckung nach allen Richtungen, so möchte ich darin gleichzeitig auch den Wert seiner Entdeckung für die Menschheit sehen: Darin, was die Röntgenstrahlen in erster Reihe auf medizinischem Gebiete, in zweiter Reihe bei den Material- und Strukturuntersuchungen geleistet haben und noch zu leisten berufen sind. Neben der rein physikalischen Bedeutung der Entdeckung Röntgens und neben der auf rein medizinischem Gebiete liegenden dürfen wir die volkswirtschaftliche und die physikalisch-technische Bedeutung der Röntgenstrahlen und Röntgentechnik nicht übersehen, und es sei daher gestattet, hierauf und auf die Entwicklung der Röntgentechnik einzugehen, da auf diesem Gebiete wie auf keinem andern die Anwendung die Technik und die Technik die Anwendung befruchtet hat.

Sehen wir von der Entwicklung der letzten Jahre ab, die ja letzten Endes doch auf den Arbeiten Röntgens fußt, so hat Röntgen der Entwicklung seiner Entdeckung während 15 bis 20 Jahren seinen persönlichen Stempel aufgedrückt. In seinen oben erwähnten drei kurzen Mitteilungen hat Röntgen bis auf die Beugung der „X-Strahlen“ wohl alles vorweg genommen oder angedeutet, was der Röntgentechnik während der ersten 20 Jahre die Wege wies. Von der primitiven Röntgenröhre, bei der der Aufprall von Kathodenstrahlen auf eine Glaswand oder ein Aluminiumfenster den Ursprung für die Röntgenstrahlen bildete, kam Röntgen sehr bald zur Röntgenröhre in der Form, die sie bis heute behalten hat: Eine Kathodenröhre, deren von einer hohlspiegelförmigen Kathode ausgesandten Kathodenstrahlen auf eine Antikathode aus möglichst dichtem Material in einem möglichst eng konzentrierten Punkt auffallen, von dem die Röntgenstrahlen quasi von einem mit Röntgenlicht leuchtenden Punkt ausgesandt werden. Hierdurch war einmal der für die Ökonomie des Umsetzungsprozesses Kathodenstrahlen: Röntgenstrahlen wichtige Faktor gegeben und zweitens die Grundbedingung für die scharfe Schattenabbildung der für Röntgenstrahlen mehr oder weniger durchlässigen Materialien festgelegt. Alles übrige, was zunächst in der Entwicklung der Röntgenröhre folgte, waren mehr oder weniger kleine technische Ergänzungen und Verbesserungen, wie Kühlung der Antikathode, Formgebung der Röhre usw.

Röntgen entdeckte die Verschiedenheit der Röntgenstrahlen nach ihrer Durchdringungsfähigkeit oder, wie man später, in Übernahme der Bezeichnung „harte“ und „weiche“ Röntgenröhren sagte, ihre verschiedene Härte. Er zeigte, daß die Durchdringungsfähigkeit der Strahlen von dem Vakuum der Röhre und von der angelegten Spannung abhängt. So kam er auch schon zum Betrieb der Röntgenröhre mit Hochfrequenzstrom, unter Anwendung der damals bereits bekannten Teslaströme. Er entdeckte die Möglichkeit der Filterung der Strahlen, das automatische Härterwerden der Röntgenröhre, ihre Regenerierung durch Einschmelzen von unter dem Einfluß von Hitze Gase abgebenden Medien. Auch bezüglich der Leistung seiner Röhren erreichte er sehr Beachtenswertes. Es mag daran erinnert werden, daß es ihm sehr bald gelang, ein Jagdgewehr mit den darin eingeschobenen Patronen in allen Einzelheiten und mit allen Fehlern der Läufe in größter Schärfe in einer Expositionszeit von nur 12 Sekunden aufzunehmen. Schließlich hat er sich bereits bemüht, für Röntgenstrahlen wirksamere und empfindlichere photographische Platten zu erhalten; er hat für den Bau von Röntgenröhren sehr viele Einzelheiten angegeben, die Emission der Röntgenstrahlen nach den verschiedenen Richtungen zur Antikathode bestimmt und er hat schließlich sowohl eine photometrische Methode der Messung ihrer Energie ausgearbeitet, als auch in der Anwendung ihrer ionisierenden Wirkung in Zusammenhang mit ihrer Filtration und Härtebestimmung die Grundlage für die moderne

Dosimetrie der Röntgenstrahlen gegeben. Man wird also mit vollem Recht sagen können, daß Röntgen die Tragweite seiner Entdeckung erkannt und sie nach allen Richtungen weitgehend ausgearbeitet hat.

Es war selbstverständlich, daß die Technik sich sehr bald dieser neuen Entdeckung bemächtigte und ihr den für praktische Verhältnisse erforderlichen Ausbau gab. Und ebenso selbstverständlich war es, daß diese Entdeckung in erster Reihe durch die direkte Anregung der deutschen Technik zugute kam. Die Entwicklung der Technik ging zunächst dahin, die Leistung des Röntgeninstrumentariums zu steigern, einmal nach der Quantität der Strahlung, sodann nach ihrer Qualität. Die Steigerung der Quantität der Strahlung war erforderlich, um die Schattenbilder auf dem Fluoreszenzschirm möglichst hell und damit bequem für die Untersuchung zu machen, sowie bei photographischen Aufnahmen die Expositionsdauer abzukürzen und auf diese Weise die durch die unvermeidlichen Bewegungen des menschlichen Körpers herbeigeführten Unschärfen möglichst herabzusetzen. Die Steigerung der Qualität der Strahlung war erforderlich, um die Durchdringungsfähigkeit der Röntgenstrahlen, ihre Härte, den jeweiligen Bedingungen bestens anzupassen. Man war bald imstande, das leichte Gewebe der Lunge zu durchleuchten und im Schattenriß oder auf der photographischen Platte in seinen feinsten Einzelheiten festzuhalten, und ebenso war man bald imstande, Gußfehler oder Risse in dicken Panzerplatten aufzufinden.

Die Steigerung der Leistung der Röntgenröhre, bei der nur ein kleiner Bruchteil der Kathodenstrahlenenergie (etwa 1 $^0/_0$) in Röntgenstrahlen, ihr Hauptteil aber in Wärme verwandelt wird, erforderte besondere Vorkehrungen, um die Antikathode vor schnellem Anschmelzen des Brennfleckes oder Durchbrennen zu schützen. Man kam zur wasser- und luftgekühlten Röntgenröhre, die auch gleichzeitig den Vorläufer für die Therapieröhre bildete, bei der stundenlanger Betrieb gewährleistet sein muß. Die Variation der Qualität, d. h. der Härte der Strahlung erfordert wechselnde Evakuation des Gasinhaltes der Röhre und Steigerung der angelegten Spannung; je höher die angelegte Spannung bei steigendem Vakuum der Röntgenröhre, um so durchdringungsfähiger werden die Strahlen, einen um so tieferen Einblick in auch dichte und dicke Körperteile, wie Schädel, Becken usw. oder Materialien, wie Eisenplatten, Porzellanteile usw. ermöglichen sie. So ergab sich die Entwicklung des Röntgeninstrumentariums inbezug auf die Hochspannung vom kleinen Induktor, mit welchem Röntgen zu arbeiten gezwungen war, zum großen Induktor mit $^1/_2$ uud 1 m Funkenschlagweite, weiter zum Hochspannungstransformator mit gleichgerichteter Spannung von 250000 Volt, wie sie eine moderne Therapieanlage heute benötigt.

Hand in Hand mit dieser technischen Entwicklung ging die industrielle Entwicklung der Röntgentechnik. Während ursprünglich nur einzelne Pioniere, oft zum Schaden ihrer Gesundheit und ihrer Glieder, sich der technischen Entwicklung der Röntgenentdeckung widmeten, wurden es mehr und mehr Firmen, die die weitere Entwicklung und die Fabrikation von Röntgeneinrichtungen, Induktoren, Unterbrechern usw. in die Hand nahmen, um sie, gestützt auf gründliche physikalische Untersuchungen und technisch konstruktive Arbeiten, auf ihren heutigen Stand zu bringen. Es genügt hier, an Namen wie Siemens & Halske, A. E. G., Reiniger, Gebbert & Schall, Koch & Sterzel und viele andere zu erinnern. Eine große und umfangreiche Industrie baute sich auf die Röntgenentdeckung auf, die vielen Arbeitern und Angestellten Arbeit und Brot schafft und, ich möchte sagen, jedem einzelnen Arzt ein unentbehrliches Rüstzeug für sein Handwerk in die Hand gibt.

Auch auf Nebengebieten hat die Technik sich sehr bald auf neue Anforderungen eingestellt. So wurde die Wirkung der Fluoreszenzschirme studiert, um sich zu verbessern, so wurden besondere, für Röntgenstrahlen wesentlich wirksamere photographische Platten hergestellt, so kam die Entwicklung der Verstärkungsschirme, die in Kombination mit stark wirksamen Röntgeneinrichtungen Momentaufnahmen ermöglichten, und so kam schließlich daneben die ganze Entwicklung des Zubehörs zur eigentlichen Röntgenröhre, wie Aufnahmetische, Blenden, Stative, Bleischutz und Bleifenster usw. Auch diese Zweige der Röntgentechnik beschäftigten eine erhebliche Zahl von Menschen.

Die Steigerung der Leistung der Röntgeninstrumente, verbunden mit der Steigerung der Leistung der photographischen Platten und der Verstärkungsschirme, ermöglichten, wie schon oben gssagt, sehr bald Momentaufnahmen; und ich erinnere mich des ungeheuren Eindrucks, den es allgemein machte, als zum ersten Male die Bewegung des Herzens im kinematographischen Bilde zu sehen war, für mich ein gleich starker wie jener, als ich vor 20 Jahren als Student zum ersten Male die Durchleuchtung eines Brustkorbes oder eines Studentenportemonnaies sah, das dem Professorenportemonnaie zu diesem Experiment vorgezogen wurde, weil seine meist spärliche Füllung das Schattenbild kräftiger und instruktiver hervortreten ließ, ein schöner Vorlesungsversuch, der leider in den letzten Jahren ganz außer Mode gekommen sein dürfte. Daß namentlich bei Schwerkranken eine Momentaufnahme weniger störend und deprimierend wirkt, als eine Aufnahme von längerer Dauer, bedeutete gleichzeitig einen großen Fortschritt.

Die ersten Pioniere der Röntgentechnik, die sich in verstehbarem Interesse auf die Anwendung der Röntgenstrahlen und auf die Entwicklung der Röntgeneinrichtungen warfen, mußten bald am eigenem Leibe spüren, daß es nicht ungefährlich ist, ständig mit Röntgenstrahlen umzugehen, Entzündungen, ja Verlust von Gliedern, Haaren usw. waren die Folge. Sehr bald lernte man sich aber auch dagegen schützen. Und der Ausbau solcher Schutzeinrichtungen bildete bald eine parallele Entwicklung mit der engeren Röntgentechnik, die um so dringlicher war, als die Durchdringungsfähigkeit der Röntgenstrahlen namentlich für Therapiezwecke ständig gesteigert wurde. So kam man zu stationären und strahlensicher eingebauten Röntgeneinrichtungen aus Bleiwänden und Bleiglasfenstern, um den Strahlen nur durch ein Loch den Austritt zu lassen, wo sie zur Durchleuchtung von Materialien oder für Aufnahme- und Therapiezwecke benutzt wurden; es wurden Schutzkleidungen für Ärzte und Patienten ausgearbeitet und schließlich Schutzeinrichtungen auch gegen die zum mindesten bei der später einsetzenden Steigerung der Spannung ebenso gefährlichen Störungen durch Hochspannung.

War schon für die photographischen Aufnahmen die Feststellung wichtig, wieviel Strahlenenergie von einer Röhre ausgeht, und welcher Bruchteil davon in der Zeiteinheit nach der Durchdringung auf die photographische Platte fällt, um so ein Maß für die Belichtungszeit zu haben, so wurde diese Frage von größter Wichtigkeit, als man daran ging, die schädigende Wirkung der Strahlen auf die Zellen des Körpers für therapeutische Zwecke zu verwenden, wo es nötig wurde, die Strahlendosis genau einzustellen, und zwar sowohl nach ihrer Durchdringungsfähigkeit als auch nach ihrer Energie, um zu erzielen, daß lediglich krankes, d. h. weniger widerstandsfähiges Gewebe zersetzt, gesundes Gewebe dagegen noch nicht nennenswert angegriffen wird und auch Verbrennungen der Haut vermieden werden. Bot die Härtebestimmung der Strahlen nach ihrer Entdeckung keine Schwierigkeiten, so war es viel schwieriger, ihre Energie in einfacher Weise zu messen, da umfangreiche Vorarbeiten erforderlich waren, um den Einfluß der Härte in der Therapie und vor allen Dingen den Einfluß der Sekundärstrahlung zu bestimmen. Hierzu mußte der Zusammenhang zwischen der Ionisierung mit der Variation der Leistung und der Wirkung auf den lebenden Körper studiert werden. Alle diese Fragen wurden in neuerer Zeit gelöst und eine Reihe von Röntgendosimetern, die meisten nach dem Prinzip der Ionisierungskammer arbeitend, ermöglichen heute eine genaue Einstellung der therapeutischen Dosis.

Hiermit war ein gewisser Abschluß erreicht. Doch die Technik gestattet keinen Stillstand, Stillstand ist für sie Rückschritt. So ging das weitere Streben nach Erhöhung der Schärfe der Bilder, um feinere Strukturunterschiede zu erkennen. Verschiedene Einrichtungen, von diesen namentlich die Bukyblende, brachten wesentliche Fortschritte. Bei der Bukyblende werden durch ein Blendensystem die Streustrahlen abgeblendet und nur diejenigen Strahlen hindurchgelassen, die genau von einem Punkt der Antikathode ausgehen. Es sei hier erwähnt, daß die auch heute noch übliche Abschattung der diffusen Strahlen der Röhre durch eine zwischen Röhre und Körper eingeschaltete Blende schon von Röntgen angegeben war. Die Härte der Röntgenstrahlen und die Leistung der Röntgenröhre wurde durch Ersatz der Platinantikathode durch das schwerer schmelzbare Tantal und Wolfram gesteigert. Dazu kamen Vorrichtungen, um die Härte der Röntgenröhre zu variieren, beziehungsweise zu hart gewordene Röntgenröhren zu regenerieren.

Den Schlußstein der Entwicklung bilden die Glühkathodenröhren, bei denen die Kathodenstrahlen von einem auf Weißglut erhitzten Wolframdraht ausgesandt und im Einfluß der angelegten Hochspannung auf die Antikathode geschleudert werden. Da diese Röhren gasleer sind, hängt die Härte der Röntgenstrahlen ausschließlich von der angelegten Hochspannung ab, die Intensität der Strahlung bei gleichen Spannungen ausschließlich von der Temperatur des Wolframheizdrahtes und der dadurch bedingten Elektronenemission. Man hat hier das Ideal einer nach Qualität und Quantität vollständig regulierbaren Röntgenlichtquelle.

Hand in Hand mit der Entwicklung dieser Röhren ging die Steigerung der Leistung des Hochspannungsaggregates, bei dem man heute zu einer Betriebsspannung von 250000 Volt gekommen ist. Während man früher Induktoren mit Unterbrechern aller Art benutzte, bei denen man die Schließungsinduktion unterdrücken mußte, da die Röntgenröhre nur mit Gleichstrom betrieben werden darf, ging man in neuerer Zeit dazu über, hochgespannten Wechselstrom zu erzeugen und diesen direkt gleichzurichten. Die Unterdrückung der Schließungsinduktion der Unterbrecher erfolgt durch Ventilröhren, die den Strom in einer Richtung gut durchlassen und in der entgegengesetzten Richtung stark schwächen. Auch Funkenstrecken, aus Spitze und Platte bestehend, hat man dazu benutzt. Es ist jedoch klar, daß hierbei mindestens 50 % der Hochspannungsenergie verloren gehen, abgesehen davon, daß der Betrieb mit Unterbrechern sehr viel Unerfreuliches hat. Bei den modernen Apparaturen wird Wechselstrom auf Hochspannung transformiert und durch geeignete Einrichtungen, wie z. B. synchronrotierende Spitzengleichrichter oder geeignete Schaltungen der hochgespannte Wechsel-

strom in Gleichstrom umgewandelt. Dadurch werden die Verluste beträchtlich herabgesetzt und der Betrieb verbilligt und gleichzeitig die Grenze der Hochspannung wesentlich nach oben gerückt. Durch Verwendung von Glühkathodengleichrichterröhren in Verbindung mit Ausgleichskondensatoren ist es gelungen, mit Wechselstrom gespeiste Gleichstromhochspannungseinrichtungen herzustellen, die bei 250000 Volt nur etwa $\pm 5\,\%$ Spannungsschwankungen ergeben, ein Fortschritt, der ausschließlich der Röntgentechnik zu verdanken ist.

Doch nicht nur vom Hochspannungtransformator, sondern auch von der Röntgenröhre muß stundenlanger, nicht unterbrochener Betrieb ausgehalten werden. Während die ersten Röntgenröhren eine Belastung von schätzungsweise einigen Watt in nicht allzu langem Dauerbetrieb duldeten, werden moderne Therapieröntgenröhren stundenlang mit einem Kilowatt beschickt, die sie ohne weiteres aushalten und auch aushalten müssen, soll ihr Betrieb nicht zu kostspielig, soll die Röntgentherapie Allgemeingut aller Menschen und nicht nur einiger bevorzugter Klassen werden.

Neben den Fortschritten der ständig steigenden Anwendung der segensreichen Wirkung der Röntgenstrahlen auf medizinischem Gebiet hat die Untersuchung von Materialien und ihrer Struktur gleichfalls fortschreitend zugenommen. Mit Röntgenstrahlen untersucht man Eisenplatten, Dampfkessel, Gußstücke, Hochspannungsisolatoren aus Porzellan usw. auf Materialfehler, und mit Röntgenstrahlen dringt man in die Feinstruktur der Materie ein. Die Untersuchung der Feinstruktur von Metallen, Faserstoffen, Kristallen usw. nach der von Laue entdeckten Methode hat wichtige Aufschlüsse gebracht und das Verständnis der so wechselnden Eigenschaften der Stoffe gefördert. Wir haben die Unterschiede zwischen natürlicher Faser und Kunstfaser kennen gelernt, wir können die Kristallstruktur aus der Lage der Metallatome in gezogenen Drähten und gewalzten Blechen erkennen und die Vorgänge bei der Kristallisierung und Rekristallisierung, sowie die Einwirkung mechanischer und thermischer Behandlung des Materials verfolgen, wie wir auch den Röntgenstrahlen wichtige Aufschlüsse über Struktur und Natur der sogenannten Einkristalldrähte verdanken. Auch die Umwandlung von Metallen bei verschiedenen Temperaturen und der in ihnen enthaltenen Verbindungen können durch Röntgenstrahlen verfolgt werden, so z. B. die Unterscheidung von Alpha-, Beta-, Gammaeisen. Ja, wir sind mit den Röntgenstrahlen eine Größenordnung in der Erforschung der Feinstruktur der Stoffe gegenüber dem Licht vorwärts gekommen, wofür das prägnanteste Beispiel das ist, daß in optisch durchsichtigstem Glase mit Röntgenstrahlen bereits Kristallkeime nachweisbar sind. Wie seinerzeit das Mikroskop den Einblick in die Struktur der Materie bis zu Teilchen von der Größe der Lichtwellen ausdehnte, so haben die Röntgenstrahlen den Bereich bis zur Grenze der Größe der Moleküle und Atome herabgesetzt. So haben wir unser Auge befähigt, ins Innere aller, auch der für Lichtwellen undurchlässigen Stoffe hineinzuschauen, durch undurchsichtige Materie hindurchzusehen und den Stoffen das Geheimnis ihres Feinaufbaues aus den allerkleinsten Teilchen abzulauschen; eine ungeheure Verschiebung der Grenze unserer Erkenntnis nach den kleinsten Dimensionen hin. Auf diesem Gebiete hat die Röntgenspektroskopie ihre Triumphe gefeiert, ein Gebiet auf dem wir erst am Anfang stehen. Mit Röntgenstrahlen führt man heute Dichtebestimmungen und Schnellanalysen aus, und mit Röntgenstrahlen ist kürzlich die Entdeckung eines neuen Elementes, des Hafniums, in konsequenter Arbeit in Kopenhagen gelungen.

Es ist der Allgemeinheit bis heute wohl noch nicht ganz klar geworden, welch großes Geschenk Röntgen ihr mit seiner Entdeckung gemacht hat, noch weniger aber wird gewürdigt, daß es ein vollkommen selbstloses Geschenk war, da er es verschmähte, sich die Anwendung seiner Entdeckung und der von ihm angegebenen Einrichtungen schützen zu lassen oder einseitig einer Interessengruppe zuzuwenden. In einer Zeit, in der das Materielle das Ideelle ganz zu unterdrücken droht, ist es angebracht, hierauf ganz besonders und eindringlich hinzuweisen. Röntgen faßte seinen Beruf als von der Allgemeinheit angestellter Forscher vollkommen richtig auf, wenn er das Ergebnis seiner Forschungen der Allgemeinheit restlos zugute kommen ließ. So wurden die Röntgenstrahlen und die Röntgentechnik Allgemeingut. Dieser Schritt Röntgens ist nur aus seiner Persönlichkeit zu verstehen und ein Zeichen für sein hohes Pflichtgefühl gegenüber der Allgemeinheit. Welch ein leuchtendes Vorbild für uns, und wie können wir uns an ihm aufrichten! Den Erfolg und den Segen seiner genialen Entdeckung und Arbeit durfte er noch miterleben, und er hat hierin sicher einen schöneren Dank gesehen, als in allen äußeren Ehrungen, die die natürliche Folge seiner Entdeckung waren. Tausende von Arbeitern und Hunderttausende von Kranken müssen ihm stündlich danken und alle ideal gesinnten Menschen im Verein mit jenen unseren Verlust betrauern. Er jedoch hat sich ein Denkmal gesetzt, dauerhafter als ein solches aus Eisen und Stein.

Denn wer den Besten seiner Zeit genug getan,
Der hat gelebt für alle Zeiten!

Die medizinische Bedeutung von Röntgens Entdeckung.

Von M. Levy-Dorn.

Sehr geehrter Herr Reichspräsident!
Meine Damen und Herren!

Die Vertreter der Heilkunde drängt es, den Manen Röntgens in ganz besonderer Dankbarkeit zu huldigen. Haben sich doch die Röntgenstrahlen als ein Mittel erwiesen, das die ärztliche Forschung, die Erkennung der Leiden und ihre Behandlung gewaltig zu fördern imstande ist und ungeahnte Möglichkeiten schuf. Alle Zweige der Medizin haben ihren Nutzen erfahren: Die Anatomie, die Physiologie, die Chirurgie, die innere Medizin, Geburtshilfe und Gynäkologie, die Unfall-, Nervenheilkunde, die Lehre von den Haut-, Nasen-, Ohr- und Kehlkopfkrankheiten und wie sie alle heißen mögen. Ja selbst das durchsichtige Auge, das dank Helmholtz seit Jahren schon mit gewöhnlichem Licht genügend untersuchbar schien, hat den Röntgenstrahlen noch Verborgenes zu verraten.

Röntgen gab in den Röntgenstrahlen wohl das Mittel, welches das Körperinnere dem Auge sichtbar macht. Aber die Organe stellen sich anders dar, als wenn man sie bei gewöhnlichem Licht — etwa gelegentlich einer Operation oder Sektion — beobachtet. Sie erscheinen mehr oder weniger schattenhaft. Der Arzt mußte erst lernen, die Röntgenbilder richtig zu deuten. Zahlreiche Forscher bemühten sich nun, die Welt der röntgenologischen Ausdrucksformen im Interesse der Heilkunde zu enträtseln, während Röntgen selbst in weiser Bescheidenheit ängstlich vermied, sein physikalisches Gebiet zu verlassen.

Hand in Hand damit ging das Bestreben, die Anwendbarkeit des Röntgenverfahrens immer weiter auszudehnen. Anfangs nur auf die Darstellung der Hand und des Fußes beschränkt, konnte bald, dank den Errungenschaften der Technik, jeder Körperteil, auch Kopf und Rumpf, dargestellt werden. Weiter ging man, indem man die Hohlorgane, insbesondere den Verdauungskanal und die Harnwege, durch Hineinbringen von schwer durchlässigen Stoffen, den sogen. Kontrastmitteln, wie Barium sulfuricum, Brom-Natrium sichtbar machte oder durch Lufteinblasen bessere Bedingungen für die Untersuchung schuf.

Wir verfügen in der Medizin über kein Mittel, dessen Anwendungsmöglichkeit auch nur annäherungsweise so groß ist, wie die der Röntgenstrahlen. Wie bescheiden nehmen sich diesbezüglich dagegen — um nur ein Beispiel zu nennen — die berühmten Erfindungen Auenbruggers und Laennecs, nämlich die Perkussion und Auskultation, das Beklopfen und Behorchen aus, deren Bereich sich im wesentlichen nur auf die Brusteingeweide, Lunge und Herz erstreckt! Von dem riesigen Umfang der Röntgenologie legt die einschlägige Literatur beredtes Zeugnis ab. Man findet heute nur wenige ärztliche Bücher und Zeitschriften, die nicht mehr oder weniger über den Gebrauch der Röntgenstrahlen und die hiermit erzielten Befunde berichten. Eine große Reihe Zeitschriften des In- und Auslandes widmet sich ihnen sogar ausschließlich oder vornehmlich, allen voran die von Albers-Schönberg schon 1897 gegründeten Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen (Hamburg). Ich nenne weiterhin The American Quaterly of Röntgenology (New York), Archives d'électricité médicale (Bordeaux), Archives of the Roentgen Ray (London), Journal de radiologie (Brüssel), Zeitschrift für Röntgenkunde und Radiumforschung (Leipzig), Revista General de radiologie (Barcelona), Die Strahlentherapie (Berlin-Wien), Annales de Roentgenologie et Radiologie (Petersburg). Alle paar Jahre erscheint, einem dringenden Bedürfnis entgegenkommend, das Autoren- und Sachregister der Röntgenliteratur von Gocht unter Beihilfe der Deutschen Röntgengesellschaft, ein dickleibiges Nachschlagewerk, das die für das Weiterarbeiten notwendige Kenntnisnahme des bisher Erreichten wesentlich erleichtert.

Die Hilfsmittel, mit denen der Röntgenarzt zum Erkennen der Krankheiten oder für die Forschung arbeitet, sind das photographische Verfahren und die Durchleuchtung. Beide, schon von Röntgen selbst angegeben, haben ihre besonderen Anwendungsgebiete und ergänzen sich gegenseitig. Die Photographie kann als bekannt vorausgesetzt werden. Bei der Durchleuchtung wird die photographische Schicht, auf der das Bild entsteht, durch eine aufleuchtende oder, wie man sagt, phosphoreszierende, bzw. fluoreszierende Schicht ersetzt. Diese enthielt früher als wesentlichsten Bestandteil Barium-platincyanür, heute meist kieselsauren Zink. Die mit ihr bezogene Fläche wird Schirm genannt, insbesondere Durchleuchtungs- oder Fluoreszenzschirm. Man erhält auf ihm Röntgenbilder, welche mit dem Betriebe der Röntgenröhre entstehen und mit Aussetzen der Strahlen erlöschen. Man kann daher mit dem Schirm die Bewegungen der zum Ausdruck kommenden Körperteile verfolgen, während man auf den photographischen Bildern nur je eine Bewegungsphase wahrnimmt. Dagegen zeigt die Aufnahme mehr Details und kann in Ruhe bei jeder Gelegenheit betrachtet und zum Vergleich herangezogen werden.

Wie bei der gewöhnlichen Photographie gelingt auch bei der Röntgenographie die Herstellung stereoskopischer und kinematographischer Bilder. Hervorgehoben aber muß werden, daß fast alle Ergebnisse der Röntgenforschung ohne diese Hilfsmittel erzielt wurden, was bei ihrer Kostspieligkeit, besonders in unserer Zeit zu begrüßen ist.

Der Wert des Röntgenverfahrens besteht durchaus nicht allein darin, daß hiermit Neues gefunden werden kann. Oft wenden wir es auch an, weil es uns schneller als die anderen Untersuchungsmethoden unterrichtet oder diese bestätigt oder ergänzt. In anderen Fällen bilden die Röntgenstrahlen für den Arzt das bequemste Mittel, um zum Ziele zu gelangen; dem Forscher gestatten sie oft leicht ein umfangreiches und beweiskräftiges Material zu erlangen, das er sonst nicht oder erst nach längerer Zeit und mit großer Mühe erhalten würde.

Aus der Fülle des Stoffes seien Beispiele hierfür angeführt: Die Knochen des Menschen bestehen bei seiner Geburt noch zum großen Teil aus Knorpel. Die kalkhaltigen, auf dem Röntgenogramm leicht erkennbaren Teile, die sog. Knochenkerne, entwickeln sich erst allmählich zur vollständigen Reife. Wir können nun diesen Entwicklungsprozeß mit Hilfe der Röntgenstrahlen genau verfolgen und hiernach das Alter der Patienten bestimmen. Wir sehen bei Zwergen, ob das Wachstum vollendet ist oder nicht, bei Knochenerkrankungen, ob das Wachstum zurückblieb oder eine falsche Richtung nahm, bei Heilkuren, ob es gefördert wurde. Hier werden durch die Röntgenstrahlen Befunde ermöglicht, welche sonst überhaupt nicht oder nur nach Operationen oder bei Sektionen gewonnen werden können.

Ein vortreffliches Beispiel für die aufklärende Kraft unserer Strahlen bildet das Röntgenogramm der gesunden Hand eines Kindes. Der unbefangene Mensch hält nämlich seinen Daumen für zweigliedrig, während die meisten Anatomen und Physiologen ihn gleich den anderen Fingern für dreigliedrig erklären und ihm den Mittelhandknochen absprechen. Am Röntgenbild der kindlichen Hand sieht man auf den ersten Blick, daß die Anatomen Recht haben. Die Wachstumslinie, die sog. Epiphysenlinie, ist nämlich an dem sog. Mittelhandknochen des Daumens genau so gelagert wie an den Fingergliedern, ein Beweis, daß beide entwicklungsgeschichtlich zusammengehören.

Bei Verdacht auf Knochenbruch gilt heute, nicht röntgenen zu lassen, mit Recht als ein Kunstfehler. Die Untersuchung ist dabei im Gegensatz zu dem alten Verfahren schmerzlos und bringt weit genauere Ergebnisse. Wir erkennen, ob und wie viele Splitter vorhanden sind, wie die Bruchstücke zu einander stehen. Wir kontrollieren die Einrenkungen und verfolgen den Heilungsverlauf. Wir erhalten in den Röntgenogrammen zuverlässige Dokumente, die bei Unfall- und Haftpflichtversicherungen große Dienste tun. Wir überzeugen uns immer wieder, daß anscheinend schlecht stehende Bruchstücke mit guter Funktion ausheilen können und deshalb erhobene Vorwürfe gegen den Arzt nicht immer berechtigt sind.

Knochenerkrankungen verraten sich durch Knochenschwund oder -anbau oder durch Formveränderungen. Dabei können wir nicht selten auf Grund der charakteristischen Änderungen auch Schlüsse auf die Natur des Leidens ziehen, ob etwa Tuberkulose, Syphilis, Knochenhautentzündung vorliegt. Ähnliches gilt für die Geschwülste. Manche Beschwerde wird auf diese Weise von den Röntgenstrahlen aufgeklärt uud werden bald harmlose Gründe für große Klagen und bedenkliche Ursachen für geringe Unbequemlichkeiten gefunden. Ja es gelang, bisher unbekannte Krankheiten zu entdecken, so von Alban Köhler an der Fußwurzel und dem Mittelfuß, einhergehend mit Knochenschwund und von Albers-Schönberg die „Marmorknochen", eigenartige Verdichtungen und Strukturumwandlungen, die an allen Stellen des Skeletts vorkommen können.

Für die Veränderung der Gelenke bilden die Röntgenstrahlen ebenfalls ein unentbehrliches Hilfsmittel. Eine noch so große Schwellung der Weichteile, die früher eine Untersuchung unmöglich machte, hindert uns heute nicht mehr, den Blick in das Innere zu tun. Zugleich erfahren wir, ob Verrenkungen, Luxationen vorliegen, ob ein Bruch der Gelenkenden vorhanden ist oder ob beides zutrifft.

Für das noch sehr forschungsbedürftige Kapitel der Gelenkerkrankungen liefern die Röntgenstrahlen vortreffliches Material. Manche Diagnose kann durch sie im Beginn gestellt werden. Bisweilen läßt das Röntgenogramm, wie bei gewissen Formen der Rückenmarksschwindsucht, Rückschlüsse auf die grundlegende Allgemeinerkrankung zu, und gelegentlich wird sogar erst hierdurch die Aufmerksamkeit des Arztes auf diese gelenkt.

Ob bei Verkrüppelten einzelne Knochen ganz oder teilweise fehlen, ob sie und wie sie verbildet sind, kann heute ohne Schwierigkeit entschieden werden. Unter anderem ist auch möglich, seltene Mißgeburten, welche man im Ganzen erhalten möchte, unzerstückelt genauer zu studieren.

Nebenbei sei hier bemerkt, daß von den Röntgenstrahlen derselbe Vorteil für wertvolle Museumsstücke, wie Mumien, geleistet wird. Aus ihrem Inhalt wird außer den Knochen noch mancherlei zu Gesicht gebracht, wie metallische Schmuckgegenstände, Sinnbilder, Reliquien oder dergl.

Das Kapitel „Fremdkörper" hat in der Heilkunde durch die X-Strahlen eine wahre Revolution erfahren. Allerdings können wir nur die Stoffe mit schwererem Atomgewicht, wie Metalle, gut sehen, andere nur gelegentlich unter günstigen Verhältnissen, z. B. bei oberflächlicher Lage an dünnen Körperteilen, wie den Fingern. Andere, wie Holzsplitter, durch Geschosse mitgerissene Tuchfetzen, kommen im Röntgenogramm überhaupt nicht zum Ausdruck. Nadeln, viele Glas-

und Porzellanscherben, Geschosse, verschluckte Gebisse, Nägel, Münzen u. dergl. bleiben dem Auge des Arztes kaum mehr verborgen, wenn sie nicht zu klein sind. Was aber besonders wichtig ist, wir können auch den Ort genau bestimmen, wo die Fremdkörper liegen, und sie in der Regel mit früher ungekannter Sicherheit und Schnelligkeit entfernen, wobei man evtl. im Röntgenlicht operiert. Diese Schilderung ist nicht übertrieben. Doch pflegt der Unerfahrene sich die für die genannte Aufgabe nötige Kunst zu leicht vorzustellen. Ein einfacher Blick leistet nicht das Gewollte. Zahlreiche Methoden und Kombinationen mußten erfunden und erprobt werden, ehe wir zum Ziele gelangten. Die Geißel des Krieges hat uns leider Gelegenheit gegeben, große Erfahrung auf diesem Gebiete zu sammeln. Vielfach hätte allerdings mehr geleistet werden können, als geschah, wenn wirklich sachverständige Hilfe, nicht allein das Instrument, d. h. der Röntgenapparat zur Verfügung gestanden hätte — kein Wunder, da auch heute noch nicht der Röntgenunterricht auf den Universitäten in die richtige Bahn gelangt ist — aber trotzdem war der Segen, welchen die Röntgensche Entdeckung den Verwundeten brachte, riesengroß und drang wohl nie so stark ins Bewußtsein der Menschheit, wie im Weltkrieg. Dies kam auch zum Ausdruck durch die zahlreichen, alles zur Untersuchung Nötige enthaltenden Röntgenwagen, welche die Sanitätskolonnen begleiteten, und durch die Röntgenabteilungen, die allen wichtigen Lazaretten bei Freund und Feind angegliedert waren.

Überraschend wirkte zur Zeit die Erkenntnis, daß die schwierige Kleinarbeit der Zahnärzte durch geeignete Röntgenaufnahmen wesentlich gefördert werden kann. Zähne und die benachbarten Kieferteile lassen sich auf in den Mund gelegten Filmen in schöner Klarheit darstellen. Man stellt so z. B. Einschmelzungen an den Wurzelspitzen, Zysten, im Knochen zurückgebliebene Zähne, steckengebliebene Sonden fest. Bei den zahlreichen Kieferschüssen mit Splitterung während des Krieges kam die Aufgabe hinzu, zu entscheiden, ob Zähne, Knochen- oder Geschoßsplitter entfernt werden müßten. Die glänzenden Erfolge der Schienung bei Behandlung der Kieferbrüche wurde durch die Röntgenuntersuchung unterstützt.

Später als für Knochen und Fremdkörper, doch bereits schon Mitte 1896, begann man die Röntgenstrahlen für die Untersuchung der Brusteingeweide heranzuziehen. Man mußte warten, bis die Technik so weit entwickelt war, daß eine Durchleuchtung des Brustkorbes mit Erfolg vorgenommen werden konnte. Ich werde nie den Eindruck vergessen, welchen ich empfing, als ich zum ersten Male in der Physiologischen Gesellschaft zu Berlin das pulsierende Herz und das Auf- und Absteigen des Zwerchfells während der Atmung auf dem Fluoreszenzschirm sah.

Die anderen Gebiete wurden erst erheblich später den Strahlen in weiterem Umfang erschlossen. Im Anfang dieses Jahrhunderts ermögliche die verbesserte Blendentechnik Aufnahmen voluminöser Körperteile, die früher nur gelegentlich gelang, wie die der Wirbelsäule, der Hüfte, des Kreuzbeins. Damals gelang auch die Darstellung — selbst kleiner — Nierensteine und oft erschienen auch die Umrisse der Niere selbst. Für den Verdauungskanal wurde erst 1904 die Methode durch Rieder gefunden, welche heute noch im wesentlichen zu seiner Untersuchung verwendet wird. Selbst nicht sichtbar, wird er durch einen Speisebrei angefüllt, in dem ein für Röntgenstrahlen schwer durchlässiger Stoff, heute in der Regel Barium sulfuricum, fein verteilt ist. Was wir sehen, ist also ein Ausguß der Speiseröhre, des Magens oder des Darms, und aus der Form des Ausgusses und aus der Schnelligkeit seines Verschwindens in den einzelnen Abschnitten des Verdauungskanals zieht nun der Arzt seine Schlüsse.

Auch andere Hohlorgane, wie insbesondere die Harnwege, werden durch grundsätzlich gleiche Methoden sichtbar gemacht. Dasselbe gilt für krankhafte Hohlbildungen, wie Fistelgänge.

Die Aufblähung fraglicher Gebilde mit unschädlichen Gasen hat sich nicht in demselben Maße eingebürgert, obwohl auch hierdurch manche wichtige Befunde erhoben wurden. Doch scheint es, als ob eine der neuesten Errungenschaften auf diesem Gebiete, das „Pneumoperitoneum", d. h. das Einführen von Gasen in die Bauchhöhle, ein größeres Anwendungsfeld in der Diagnostik finden wird.

Wenden wir uns von der speziellen Methodik zu den Erfolgen des Röntgenverfahrens für die innere Medizin. In erster Linie ist die Erkennung der verbreitetsten Lungenkrankheit, der Tuberkulose, wesentlich gefördert worden. Viele Krankheitsherde, welche der gewöhnlichen Untersuchung entgehen, treten auf dem Röntgenogramm hervor. Auch ihre Art, ob Eiterhöhle, Verkalkungen, Stränge, Schwarten, Verwachsungen usw. wird verraten. Eine vortreffliche Übersicht über die Verbreitung der kranken Stellen wird gewährt. Ja man findet Zeichen, aus denen man abschätzen kann, ob das Leiden einer gut- oder bösartigen Form angehört. Sein Verlauf, die Wirkung von Heilkuren kann verfolgt werden. Leider wird nicht alles, was vom ärztlichen Standpunkt Wert hat, durch den Röntgenbefund allein festgestellt. Die anderen Untersuchungsmethoden müssen hier, wie bei allen diagnostischen Aufgaben, zu Hilfe genommen werden, und wenn dennoch mancherlei zu wissen übrig bleibt, so liegt dies eben in der Natur der Grenzen des menschlichen Könnens

und gilt auch für sämtliche anderen Untersuchungen, nicht allein die der Lungen. Wir wollen, gerade weil wir von den Segnungen der Röntgenstrahlen sprechen, auch daran denken, um Übertreibungen zu vermeiden, die nur schaden können. Zu ihrem Ruhme bedarf wahrhaftig kein Mittel so wenig der Beschönigungen, wie die Röntgenstrahlen.

Bei der Grippe erfahren wir, wie weit die Lungen in Mitleidenschaft gezogen sind; bei ihr, wie bei abgelaufenen Lungenentzündungen, ob noch krankhafte Veränderungen zurückblieben.

Der Hundewurm (Echinokokkus) gibt runde, scharf umschriebene Röntgenschatten, die nur mit wenigen Gebilden, wie Zysten, abgekapselten Eiterhöhlen verwechselt werden können.

Pilzerkrankungen, z. B. Aktinomyces, Streptotrichose, verraten den Strahlen ihren Ort in der Lunge, nachdem ihr Vorhandensein im Auswurf des Patienten nachgewiesen worden ist.

Die Geschwülste können schon ganz im Anfang auffallende, von der Norm abweichende Bilder veranlassen, die in Verbindung mit den übrigen Symptomen den Erfahrenen zur richtigen Diagnose führen.

Die Krankheiten des Lungenfells, die Ansammlung von Ergüssen und Luft im Lungensack führen oft zu besonders sinnfälligen Erscheinungen. Wer nur einmal einen Pyopneumothorax, d. h. Eiter- und Luftansammlung im Lungensack auf dem Durchleuchtungsschirm gesehen hat, wird die röntgenologischen Symptome nie vergessen: „den dichten schwarzen, geradlinig nach oben begrenzten Schatten des Eiters, darüber den hellen Luftraum und die starke Wellenbewegung beim Schütteln des Patienten."

Das Zwerchfell kann besonders leicht beobachtet werden. Seine Verwachsungen mit der Brustwand oder den benachbarten Weichteilen, seine Lähmung, sein Krampf, seine Hervorstülpung in den Brustraum, die sog. eventratio diaphragmatica, wie die Zwerchfellbrüche, abnorme Öffnungen und hierdurch veranlaßtes Eindringen von Darmteilen in den Brustraum etwa nach Schußverletzungen, bilden ein äußerst dankbares Objekt für unsere Untersuchung.

Besondere Methoden wurden erfunden, um die Größe und Form des Herzens, wie der Schlagadern genau festzustellen. Keine andere Untersuchungsart leistet in der Tat hierin dasselbe, wie die röntgenologische. So verdanken wir erst den Röntgenstrahlen die Kenntnis, daß sich unmittelbar nach starken Anstrengungen das Herz nicht allein nicht vergrößert, sondern sogar verkleinern kann, und daß ganz kleine, sogen. Tropfen-Herzen, häufig vorkommen. Erweiterungen und Ausbuchtungen des Herzens wie der Gefäße, Herzfehler, Herzschwäche geben mehr oder weniger charakteristische Röntgenbefunde.

Das Mediastinum, das ist der Raum zwischen Brustbein und Wirbelsäule hinter und vor dem Herzen zwischen beiden Lungen, ist oft der Sitz von Krankheiten, besonders von Geschwülsten; z. B. können Kröpfe dort verborgen sein und schwillt die dortige kindliche Drüse, die sogen. Thymus, welche plötzlichen Tod veranlassen kann, bisweilen stark an. Oft wuchern auch Geschwülste aus der Nachbarschaft in das Mediastinum hinein. Die Röntgenstrahlen vermögen auch über den Zustand dieser Gegend wichtige Aufschlüsse zu geben.

Wenden wir uns zu den Verdauungswegen. Bei der Speiseröhre kommen für die Röntgenuntersuchung in Betracht gut- und bösartige Veränderungen wie Erweiterungen. Der Vorteil für den Kranken besteht darin, daß er dabei im Gegensatz zu der sonst üblichen Sondierung keine Beschwerden hat und der Arzt über Gestalt und Ausdehnung der kranken Stelle besser unterrichtet wird.

Die Form, Lage und Beweglichkeit des Magens, seine Verengerungen und Erweiterungen, werden heute leichter und genauer als früher erkannt. Das Magengeschwür und seine Folgen, die Deformierung des Organs durch Narben, Stränge und Krämpfe, Eindringen des Geschwürs in die Nachbarschaft, werden am leichtesten durch die Röntgenstrahlen und oft nur durch diese entdeckt. Der Magenkrebs verrät sich oft durch ziemlich charakteristische Schatten- und Bewegungsdefekte im Röntgenbilde; seine Erkennung wird hierdurch wesentlich erleichtert.

Die schwierige Diagnose auf Geschwür des Duodenums, des sich dem Magen anschließenden Anfangsteils des Darmes, wurde in letzter Zeit auf Grund vervollkommneter Technik und Erfahrung mit zunehmender Sicherheit durch Hilfe der Röntgenstrahlen gestellt. Stenosen und Erweiterungen hier wie in den übrigen Darmabschnitten, Verlagerungen und Verwachsungen, gewisse Veränderungen tuberkulöser, karzinomatöser und anderer Natur geben röntgenologische Zeichen, die sich für die Erkennung der Leiden gut verwerten lassen.

In den Harnorganen spielt die Diagnose auf Nieren- und Harnleiterstein, wie schon erwähnt, für das Röntgenverfahren die Hauptrolle. Erweiterungen des Nierenbeckens, Harnleiters und der Blase, ebenso Aussackungen, Verengerungen, selbst Tumoren darin lassen sich ähnlich darstellen wie im Verdauungsweg. Sind die Nierenkonturen zu sehen, so kommen Veränderungen der Nierensubstanz und -form etwa infolge von Tuberkulose, sowie Verlagerungen zum Ausdruck.

Von den röntgenologisch wichtigen Veränderungen der Weichteile seien noch die Verkalkungen der Parasiten und Blutgefäße und die

Verkalkungen in den Lymphdrüsen, Muskeln und anderen Organen erwähnt.

Bei dieser Fülle der Auskünfte, welche die Röntgenstrahlen geben — und ich habe noch nicht einmal alle genannt — darf heute die Frage, ob ein Mensch gesund sei oder nicht, ohne Hilfe der Röntgenstrahlen nicht beantwortet werden.

Meine Damen und Herren! Wir haben das große Gebiet der Röntgentherapie noch nicht gestreift. Die Röntgenstrahlen sind imstande, wenn sie in genügender Stärke einwirken, alle Gewebe unseres Körpers zu beeinflussen. Da die Haut offen unseren Blicken darliegt und als Eingangspforte für die Strahlen den ersten Ansturm auszuhalten hat, wurden naturgemäß auch zuerst die Veränderungen an ihr bemerkt. In der Tat sind aber, gemessen an der sie treffenden Strahlenmenge, andere Organe weit empfindlicher, insbesondere die Geschlechtsdrüsen, lymphatisches Gewebe und die weißen Blutkörperchen.

Es lag auf Grund dieser Tatsache, welche zuerst nur als Schaden gebucht werden mußte, nahe, zu erproben, ob die Strahlen nicht, wie so viele Gifte, eine Heilwirkung ausüben. Die Versuche fielen glücklich aus. Bei zahlreichen Hautkrankheiten, bei abnormem Haarwuchs, bei Tuberkulose an den verschiedensten Körperteilen (Haut, Knochen, Drüsen, Lungen), bei Blutveränderungen, Frauenleiden, bei bösartigen Geschwülsten, wie Sarkom und Krebs, leisten die Strahlen oft ausgezeichnete Dienste.

Für die Behandlung ergaben sich lange Zeit Schwierigkeiten in der Dosierung und in der Aufgabe, auf tief im Körper liegende Krankheitsherde genügend Strahlen zu bringen, ohne die darüberliegenden gesunden Gewebsschichten zu schädigen. Die Technik hat jodoch diese Schwierigkeiten im wesentlichen zu überwinden gelernt.

Die Gefahr der Schädigung bestand aber von Anfang an weit mehr für den Röntgenarzt und sein Hilfspersonal, als für den Patienten. Hier ist schon seit Beginn des Jahrhunderts durch geeignete Schutzmaßregeln Abhilfe geschaffen.

Wir können daher heute mit gutem Recht sagen, daß die Röntgenstrahlen, ohne die Gefahr des Schädigens nach irgend einer Seite mit sich zu bringen, ihren Segen verbreiten können — natürlich nur in kundiger Hand.

Meine Damen und Herren! Wir sind noch nicht am Ende, aber der Mangel an Zeit gebietet uns aufzuhören. Wir haben uns darauf beschränken müssen, lediglich das Wichtigste und von dem nur eine Blütenlese zu geben. Dies genügt reichlich, um zu erkennen, daß sich die Röntgensche Schöpfung zu einem der wohltätigsten Hilfsmittel in der Heilkunde entwickelt hat. Roentgen holte, gleichsam ein zweiter Prometheus, ein neues Licht vom Himmel und schenkte es der leidenden Menschheit. Wir werden stets mit inniger Dankbarkeit und Verehrung des anspruchslosen Forschers gedenken, welcher der Natur eines ihrer kostbarsten Geheimnisse ablauschte und den wertvollen Schatz uneigennützig seinen Mitmenschen überlieferte.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Entschließung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. in ihrer Sitzung vom 15. Juni 1923.

Die Deutsche Gesellschaft für technische Physik hat mit größtem Bedauern von dem beabsichtigten Rücktritt des Herrn Professor Dr. P. Lenard von seinem Lehrstuhl Kenntnis erhalten. Es kann keinem Zweifel unterliegen, daß ein vorzeitiges Ausscheiden dieses noch in voller Arbeitskraft stehenden hervorragenden Naturforschers und Lehrers für die Wissenschaft einen unersetzlichen Verlust bedeuten würde.

Sie gibt der Erwartung Ausdruck, daß das Badische Unterrichtsministerium nichts unterversucht lassen wird, diesen hervorragenden Mann seinem Wirkungskreis in vollem Umfange zu erhalten.

Dank der Einwirkung unserer Gesellschaft mit dem anderer großer Vereinigungen und einzelner Fachleute, sowie dem Entgegenkommen des Badischen Ministeriums, ist Herrn Geheimrat Dr. Lenard durch einen entsprechenden Erlaß das Verbleiben in seinem Amte in vollkommen einwandfreier Weise ermöglicht.

Herr Professor Lenard hat der Gesellschaft seinen Dank für ihr wirksames Eingreifen zur Frage seines Bleibens bei der Universität Heidelberg ausgesprochen.

Verstorben.

Herr Dr. R. Weichmann, Physiker in der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen am Rhein.

Berichtigung.

Unter den Anmeldungen in Nr. 7 muß es heißen:

Herr Dipl.-Ing. Karl H. Strödter (statt Schrödter), Hersfeld a. d. Fulda, Nachtigallenstraße 11.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Baden-Pfalz.

Am 3. März 1923 verschied an den Folgen seiner Kriegsverwundung unser Mitglied Herr Dr. R. Weichmann, Physiker in der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen am Rhein. Wir werden diesem hochbegabten, stets hilfsbereiten und strebsamen Freunde ein ehrendes Andenken bewahren.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
Ortsgruppe Baden-Pfalz.

Sitzungsberichte.

Sitzung am 6. Juni 1923 im Physiksaale der Elisabethschule Mannheim.

Vortrag des Herrn Dipl.-Ing. R. Swinne, Berlin: „Über das periodische System der chemischen Elemente".

Sitzung am 27. Juni 1923 im Pharmakologischen Institut Heidelberg.

Vortrag von Herrn Privatdozent Dr. Ellinger: „Die physiko-chemischen Vorgänge bei der Energiebildung in der tierischen Zelle". gez. Dr. Kaller.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1923 Vierter Jahrgang Nr. 9

INHALT:

Heinrich Erfle
als technischer Optiker.

Eine Gedächtnisrede, gehalten am 17. April 1923.

Heinrich Erfle trat im Jahre 1909 in die Zeissische Werkstätte ein und fand hier den Begründer Abbe und seinen vertrautesten Mitarbeiter Czapski nicht mehr am Leben. Aber für seine Arbeitstätigkeit waren schon damals und bis in seine letzten Lebenstage die Ansichten maßgebend, die dazu von diesen beiden Männern geäußert und in Kraft erhalten worden waren. Wohl ziemt es sich an dieser Stelle, dabei zu verweilen, denn einen jeden von uns gehen diese Fragen an; stehen wir doch als wissenschaftliche Mitarbeiter, der geschäftlichen Gliederung unbeschadet, wie die Söhne eines Hauses, und uns alle bewegt es, wenn von seinem Ruhme gehandelt wird.



Heinrich Erfle.
(* 11. April 1884, † 8. April 1923.)

Ernst Abbe hat sich mehrfach, zuletzt und am klarsten wohl in der Rede zur Feier des fünfzigjährigen Bestehens unserer Werkstätte, an den Beispielen von Fraunhofer und Zeiss, ein sozusagen dreigeteiltes Musterbild von der Arbeit entworfen, die in seinem Unternehmen zu leisten sei. Auf den drei Tafeln hat er mit Eifer und Schärfe die drei Hauptaufgaben dargestellt: Die Vervollkommnung und Verfeinerung der Herstellverfahren, die Vertiefung und Ergänzung der wissenschaftlichen Grundlagen sowie schließlich die Bereitstellung immer vollkommenerer Rohstoffe, der verschiedenen Arten optischen Glases.

In der Gegenwart wird es kaum noch einen Mitarbeiter unseres Werkes geben, dessen Leben auf allen drei Tafeln bleibende Spuren zurückließe, wohl jeder von uns wird eine dieser drei Hauptaufgaben bevorzugen, und das galt von unserem Freunde auch: er wandte sich der mittleren, der Vertiefung und Ergänzung der wissenschaftlichen Grundlagen, zu.

Er war bereits in früher Zeit seiner hiesigen Tätigkeit der Fernrohrabteilung zugewiesen worden und hatte sie in den letzten Jahren des Krieges zu leiten; er konnte so dem Vaterlande seine geistigen Fähigkeiten zur Verfügung stellen, da ihm seine Gesundheit den eigentlichen Waffendienst leider nicht gestattete. Geschützzielfernrohre und Tauchbootsehrohre hat er sowohl erfolgreich geplant als auch auf Grund der notwendigen Rechnungen in allen Einzelheiten durchgearbeitet. Als dann später die Übermacht obsiegte und unserm Volk ihr hartes Joch aufzwang, da hat er über die Beschränkung seines Schaffensgebietes durch vermehrte und vertiefte Arbeit an den ihm gebliebenen Geräten hinwegzukommen gesucht, und Sie wissen alle, welch' große Leistung ihm in den Feldstecherokularen mit erweitertem Gesichtsfelde gelang.

Gewiß stand ihm eine solche, neue Handelswerte schaffende Tätigkeit an erster Stelle, denn ein gewerbliches Unternehmen wie das unsrige muß von seinen Mitarbeitern vornehmlich derartige Leistungen fordern. Er ging aber darin nicht auf, sondern auch er fand, wie das Czapski von Abbe hervorgehoben hat, daß es Pflicht eines jeden schaffenden Gelehrten sei, die Früchte seines Geistes der Mitwelt darzubieten; denn ohne solche Mitteilungen werde ein Fortschritt auf unserm Gebiet aufs äußerste erschwert sein. Man darf eben nicht vergessen, daß die technische Optik nicht allein für die verschiedenen Werkstätten und Betriebsstellen entwickelt wurde, die nach ihrer Lehre verkaufsfähige Geräte herstellen; sie hat auch in dem Tempel der Wissenschaft ihre Stelle und bildet einen Teil der Physik. Dieser Teil wird zwar nicht in erster Linie an den Hochschulen gepflegt und weitergebildet, aber er sollte an diesen Stellen auch nicht ganz unbeachtet bleiben.

Das ist Abbe schon 1871, also ganz am Anfange seiner Laufbahn als wissenschaftlicher Optiker, klar gewesen, und er hat die von ihm damals neu entwickelten Grundzüge zu der Lehre von der Strahlenbegrenzung — freilich ohne merklichen Erfolg — bekanntzumachen gesucht. In seinen Vorlesungen hat er jahrzehntelang Schüler anzuleiten gestrebt, aber man kann es verstehen, daß die kleine Jenaer Hochschule in den siebziger bis zu den neunziger Jahren kein besonders ertragreiches Feld für den Samen bot, den Abbe weiten Schwunges ausstreute. Er mußte sich eben, wenn anders er willige Hörer erreichen wollte, zur Abfassung eines Lehrbuches wenden. Er hat das seinem eifrigen Helfer übertragen, der im Winkelmannschen Handbuche der Physik 1893 die Theorie der optischen Instrumente nach Abbe abschloß.

Man geht wohl nicht fehl, wenn man dieses Werk als einen Markstein in der Geschichte unserer Wissenschaft bezeichnet; in Schärfe und Klarheit werden hier die allgemeine Abbildungslehre, die Hebung der Bildfehler und das Gebiet der Strahlenbegrenzung behandelt. Namentlich die Anregung durch den letzten Teil war neu und nachhaltig: wurden hier doch zum erstenmal in großer Allgemeinheit die Bedingungen behandelt, unter denen die optischen Geräte die ihnen dargebotenen, in der Regel nach Höhe, Breite und Tiefe ausgedehnten Raumdinge auf der allein zur Verfügung stehenden Bildfläche darstellten. Was hierfür vorher einzelne führende Geister im Anschluß an die Gaussische Lehre zu fördern gesucht hatten, dabei aber über ein Tasten in ungefährer Richtung nicht hinausgekommen waren, das erschien hier in vollendeter Gestalt und zeigte lichtvoll und sicher leitend, einer Feuersäule gleich, den Weg. Ohne diese Kenntnis ist jedes Verständnis der allgemeinen Wirkung optischer Geräte unvollständig, mit eben diesen Mitteln behandelte Abbe die Lehre von der Messung mittels optischer Bilder, und nur auf diesem Grunde konnten die unserer Zeit so wichtigen optischen Entfernungsmesser entwickelt werden.

Auf diesem von unserm Begründer geebneten Boden stand unser Freund; auch ihm war es eine heilige Pflicht, für den Fortschritt seiner Wissenschaft zu sorgen, und er war stets bereit, seine Meinung schlagfertig gegen bedachtsamere Ansichten zu verteidigen, die eine solche Förderung der Wissenschaft hinter den handgreiflicheren Vorteilen vorsichtigen Verschweigens zurücktreten lassen wollten. Auch wer eine grundsätzliche Entscheidung zwischen so verschiedenen Anschauungen vermeiden will, wird nicht tadeln können, daß er einen Weg beschritt, den ihm Abbe gewiesen hatte.

An anderer Stelle habe ich darauf hingewiesen, daß er mit seinen Arbeiten zwei verschiedenen Zielen nachstrebte, der Förderung strenger optischer Wissenschaft und der Verbreitung gemeinverständlicher Kenntnisse von den optischen Vorkehrungen. In die erste Gruppe von Arbeiten gehören namentlich seine Aufsätze zu der Lehre von den Prismen, zur Entwicklung der Durchrechnungsformeln und zur Bestimmung der Grundpunkte von Linsenfolgen durch Rechnung oder Zeichnung. In der zweiten Gruppe sind besonders zu nennen eine lehrreiche Darstellung der Wirkungsweise von Fernrohren und eine Abhandlung über die verschiedenen in der Optik üblichen Bestimmungen der Vergrößerung. Bei alledem darf nicht vergessen werden, daß er erst am Anfange seiner Laufbahn stand und Zeit zu weiteren Ausführungen zu haben glaubte. Sein größtes Werk wird erst in einigen Monaten erscheinen und dann erkennen lassen, welche Hoffnungen mit seinem Leben abgeschnitten wurden.

Noch ein, freilich kleineres, Gebiet aus seinem Lebenswerk möchte ich hier streifen, seine Freude an der Geschichtsforschung. Ich sehe an dieser Stelle von der Anregung zu eigenen Gedanken, also von dem unmittelbaren Nutzen ab, der uns so häufig erwächst, wenn wir uns in die Arbeiten großer Männer vertiefen. Für ihn hatte solche Forschung den hohen, erhabenen Zweck, ihm die rechte Bewertung und Würdigung seiner Vorgänger und Lehrer zu eröffnen. Und geht nicht vielen unter uns das Herz auf, wenn wir das, ach so häufig gehemmte, Wachstum früher Gedanken und Vorstellungen erkennen und herausarbeiten? Fühlen wir uns nicht auch erhoben, wenn uns klar wird, wie viel die Größen unseres eigenen Volkes zu der Lösung solcher Aufgaben beigetragen haben? Das gütige Geschick, das im 17. und im 19. Jahr-

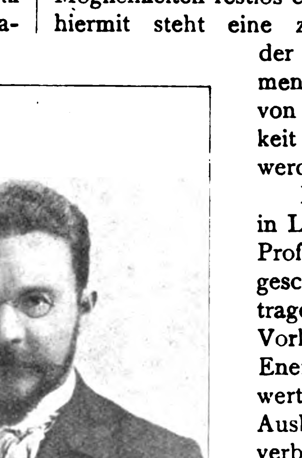
hundert Forschern unseres Volkes so reiche Kränze an dem schwer erreichten Ziele darbot, der eifrige und vor keiner Mühe bleichende Arbeitsernst, den wir an so verschiedenartigen Landsleuten wie Kepler, Scheiner, Euler, Fraunhofer, Petzval, Schleiermacher, Steinheil, Seidel, Abbe, Kerber — um nur Dahingegangene zu nennen — in demütiger Ehrfurcht wahrnehmen, sie haben auch auf unsern Freund gewirkt, ihn zu einer Reihe seiner Arbeiten angetrieben und weitere planen lassen.

Ich bin am Ende, meine Herren: ich hoffe, es ist mir gelungen, Ihnen mit wenigen Strichen ein erträgliches Bild dieses jungen und vielversprechenden Mitarbeiters zu entwerfen; in unsern Kreis hat der Tod eine große und auf lange hinaus klaffende Lücke gerissen, in jungen Jahren ist ein wahrer und eifriger Gelehrter abgerufen worden, eine Laufbahn ist geendet, die nach Menschenermessen zu Ruhm und hoher Auszeichnung geführt hätte.

M. v. Rohr.

Hermann Scholl †.

Am 26. Juni starb nach schwerem Leiden Dr. phil. Hermann Scholl, planmäßiger außerordentlicher Professor der angewandten Physik an der Universität Leipzig. Geboren am 14. Januar 1872 in Eupen (Rheinprovinz), absolvierte er zunächst das dortige Progymnasium, dann die Maschinenbauschule in Aachen, war vorübergehend in der Praxis tätig und studierte von 1892—95 an der Technischen Hochschule in Aachen Elektrotechnik. Dort wurde Wiener auf seine besonderen physikalischen Gaben aufmerksam und bot ihm die Assistentenstelle am Physikalischen Institut der Universität Gießen an, wohin ihn Scholl 1895 begleitete. Dort untersuchte Scholl in seiner Doktorarbeit die unter dem Einfluß der Belichtung in einer Jodsilber-Daguerreschicht eintretenden Veränderungen und konnte u. a. zeigen, daß hiermit ein elektrischer Strom verbunden ist.



Hermann Scholl.

1899 mit Wiener nach Leipzig übergesiedelt, untersuchte Scholl diese Fragen in seiner Habilitationsarbeit weiter mit dem Ergebnis der Feststellung, daß es sich hier nur um einen Elektronenstrom handeln könne, wohl der erste Nachweis von Elektronenleitfähigkeit in nichtleitenden Schichten.

Als Dozent hielt Scholl Vorlesungen aus den verschiedensten Gebieten der Physik, die er alle, wie selten einer, meisterte. Besonders bevorzugte er hierbei die angewandte Richtung, insbesondere die Elektrotechnik. Aus dieser Zeit stammen allerlei schöne einschlägige Veröffentlichungen, besonders auch didaktischer Art, die, ebenso wie seine Vorlesungen, sich durch große Anschaulichkeit auszeichnen. Zu nennen sind hier besonders seine „Demonstrationsversuche zur Ankerrückwirkung bei Gleichstrommaschinen“ und die „Demonstration der Schwingungsgesetze“, ferner eine Arbeit über die Justierung des Quadrantelektrometers, die alle hierbei auftretenden Fragen und Möglichkeiten restlos erledigte. Im Zusammenhang hiermit steht eine zusammenfassende „Theorie der elektrostatischen Meßinstrumente“, die in ihrer Vereinigung von Strenge und Anschaulichkeit als mustergültig bezeichnet werden muß.

In dieser Zeit (1910) wurde in Leipzig eine außerordentliche Professur für angewandte Physik geschaffen, die Scholl übertragen und von ihm mit einer Vorlesung über „die irdischen Energieschätze und ihre Verwertung“ angetreten wurde. Dem Ausbau der mit dieser Professur verbundenen Aufgaben, vor allem der Einrichtung eines ausgezeichneten Praktikums für Elektrotechnik und drahtlose Telegraphie widmete Scholl einen Hauptteil seines letzten Lebensjahrzehnts. Der andere galt einer Tätigkeit, die — in weiteren Kreisen wenig bekannt — doch von außerordentlicher Wichtigkeit für das technische Leben ist und von Scholl, wie alles, was er angriff, in kaum zu übertreffender Weise ausgeübt wurde. Sie betraf die Ausarbeitung von Gutachten technisch-physikalischer Natur für die Patentprozesse des Reichsgerichts, der obersten einschlägigen Instanz. Eine kaum zu übersehende Fülle von Arbeit und Gedanken ist in diesem Gutachten enthalten, die sich — in 74 Fällen[1]) — mit Fragen aus allen Gebieten der angewandten Physik, Mechanik, Beleuchtungs- und Wärmetechnik, Elektrotechnik und drahtloser Telegraphie beschäftigen. Obgleich diese Tätigkeit im engeren Kreise hoch anerkannt

[1]) Dies, wie manches andere, nach Mitteilung von Herrn Geheimrat Wiener, der mir freundlicherweise Einblick in seinen ausführlichen Nachruf auf Hermann Scholl gestattete.

wurde, gehörte doch ein seltenes Maß von Selbstentäußerung dazu, ein Wissen und Gaben, wie sie Scholl sein eigen nannte, vorwiegend in den Dienst dieser wenn auch für die Allgemeinheit so wichtigen Aufgabe zu stellen, da sie naturgemäß dem weiteren Kreise der Fachgenossen größtenteils verborgen bleiben mußte. Aber hierin liegt eben gerade eine der besonderen Charaktereigenschaften Scholls, zu arbeiten und zu forschen um der Sache willen, nicht der äußeren Anerkennung halber. Aus seinen letzten Jahren stammt noch eine völlige Neubearbeitung von Kohlrausch's kleinem Leitfaden der praktischen Physik, die aus einem knappen Auszug des größeren Lehrbuchs ein für den weiteren Kreis der Naturwissenschaftler vorzüglich geeignetes, zum großen Teil völlig neues Werk schuf.

Mit besonderer Liebe widmete er sich schließlich noch dem Ausbau der Leipziger Ortsgruppe der Gesellschaft für technische Physik, der er seit ihrer Gründung vorstand. Hier zeigte sich vor allem auch sein ausgeprägtes Pflichtbewußtsein, als er — schon sehr leidend — seine Kräfte bis zum äußersten für die Vorbereitung und Durchführung der letztjährigen Leipziger Tagung einsetzte. Mit diesem hohen Pflichtbewußtsein verband Scholl eine außerordentliche Hilfsbereitschaft in Rat und Tat für alte und junge Kollegen, wozu ihn seine umfassenden Kenntnisse und sein schnelles Erfassen eines Problems in seltener Weise befähigten. Wir verlieren in Scholl einen vortrefflichen Physiker, einen stets hilfsbereiten Kollegen, einen treuen Freund.

Ludwig Schiller.

Zusammenfassende Berichte.

Die Gegensätze zwischen der Äthertheorie und Relativitätstheorie und ihre experimentelle Prüfung.

Von E. Gehrcke.

(Vorgetragen in der Sitzung der Gesellschaft für technische Physik vom 29. Juni 1923.)

Die experimentelle Prüfung der Gegensätze zwischen Äthertheorie und Relativitätstheorie beruht in erster Linie auf dem Versuch, welcher nun schon mehrere Jahrzehnte die Physiker beschäftigt hat und auch heute noch nicht als erledigt gelten kann, dem Michelsonschen Spiegelversuch. Der ihm zugrunde liegende Konstruktionsgedanke wird durch Fig. 1 wiedergegeben, wo G einen halbdurchlässigen Spiegel bedeutet, der die in der Richtung des Pfeils auftreffenden Lichtstrahlen teilt, S_1 und S_2 je einen Spiegel, 1 und 2 zwei zur Interferenz kommende Strahlen. Justiert man die Spiegel S_1 und S_2 so, daß die an ihnen reflektierten Strahlen in sich selbst zurücklaufen, so erhält man den schematischen Strahlengang der Fig. 2, wo der Strahl 1 mit dem Strahl 2 zusammenfällt. Wenn man sich vorstellt, daß die ganze Anordnung, also alle Spiegel, auch die Lichtquelle, der Beobachter usw., eine gewisse Geschwindigkeit v haben, so entsteht die Frage, ob bei einer solchen Bewegung des Systems der Gang der Lichtstrahlen ungeändert bleibt oder gestört wird. Dieser Frage will in erster Linie der Michelsonsche Spiegelversuch beikommen, und zwar für die Erde als bewegtes

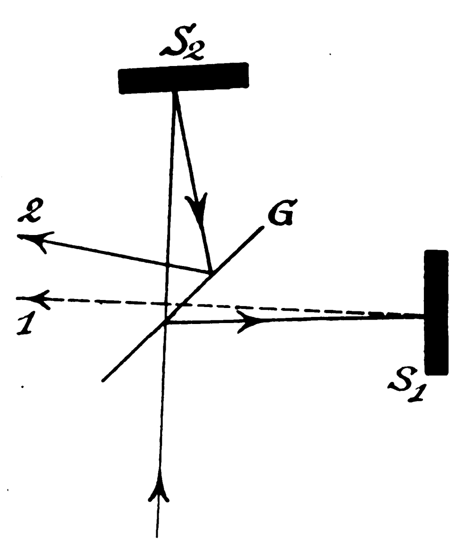


Fig. 1.

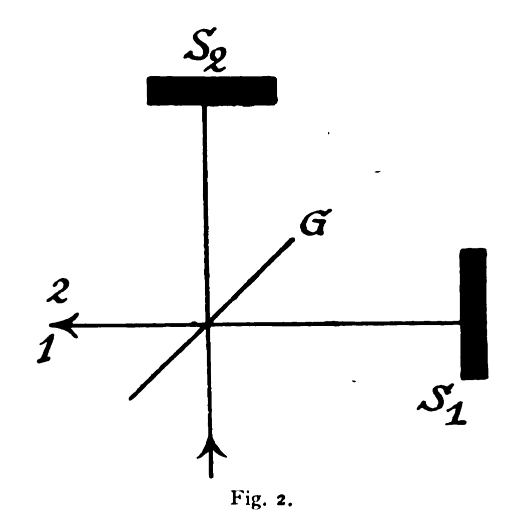


Fig. 2.

System, auf dem sich ja die gesamte Anordnung mit allem Zubehör befindet. Es ist eine Frage, ob die Lichtstrahlen, wenn sie Wellenzüge in dem Lichtmedium, dem Äther, sind, zugleich mit den Apparaten und dem Äther mitbewegt werden, oder ob etwa der Äther ein von der Erde mit den auf ihr befindlichen Apparaten unabhängiges, unbewegliches Medium ist. Im ersten Falle, wenn also der Äther mit der Erde mitbewegt wird, sollte der Strahlengang der Figur 1 und 2 völlig unbeeinflußt von der Bewegung des Systems sein, im zweiten Falle aber, wenn der Äther, sei es vollständig, sei es nur zum Teil, ruhen bleibt, so sollte ein Unterschied der Lichtwege der Strahlen 1 und 2 bestehen. Dies kann an Fig. 3 erläutert werden. Es sei etwa v (der gefiederte Pfeil in Fig. 3) parallel zu dem Strahl gerichtet, der den Spiegel S_2 trifft. Dann muß, falls der Äther nicht an der Bewegung teilnimmt, er also in unbeweglicher Ruhe verharrt, der von G aus nach oben mit Lichtgeschwindigkeit eilende Strahl 2 hinter dem Spiegel S_2, der ihm mit der Geschwindigkeit v fortläuft, herjagen: wenn das Licht zum Orte des Spiegels S_2 gekommen ist, wird dieser dort nicht mehr vorhanden sein, denn er ist in der Zwischenzeit ein Stück weiter gerückt. Da der Strahl, der mit der Lichtgeschwindigkeit c läuft, schneller als der Spiegel S_2 ist, so wird er den Spiegel S_2 einholen. Das sei etwa in der schraffiert gezeichneten Lage S_2' der Fall. Hier also erst wird die Reflexion erfolgen, und nun geht der Strahl nach unten weiter, immer mit der Geschwindigkeit c. Er läuft jetzt zu dem Spiegel G hin, der ihm mit der Geschwindigkeit v entgegenkommt. Sonach wird der Strahl den Spiegel G schon in einer Lage treffen, die durch die schraffierte Linie G' angegeben wird; hier wird er dann nach links reflektiert. — Seit der Trennung am Spiegel G legt also der Strahl 2 zuerst einen längeren, dann einen kürzeren Weg zurück, als wenn, wie in Figur 2, die Geschwindigkeit v des Systems gleich Null ist. Im ganzen legt Strahl 2 also einen Weg zurück, der gleich der Summe des langen und des kurzen Weges ist. Der Betrag ist leicht auszurechnen und beträgt, wenn die Entfernung von G bie S_2 mit l bezeichnet wird,

$$2\left(l + l\,\frac{v^2}{c^2}\right), \qquad (1)$$

wobei Größen höherer Ordnung wegen der Kleinheit des Verhältnisses v/c vernachlässigt sind. Der Lichtweg ist also um die Größe $2\,l\,\frac{v^2}{c^2}$ gegenüber dem in Figur 2 dargestellten Falle vermehrt. — Im Gegensatz hierzu wird der Strahl 1, welcher senkrecht zu v verläuft, wie man zunächst vermuten wird, nicht geändert werden, und wie früher seinen Weg nehmen, also wieder den Weg $2\,l$, falls dafür gesorgt ist, daß auch der Spiegel S_1 den Abstand l von G besitzt. Man suchte die durch Gleichung (1) gegebene Verlängerung des Weges von Strahl 2 dadurch zu bestimmen, daß man die Interferenzstreifen beobachtete, welche durch Zusammenwirken der beiden Strahlen 1 und 2 entstehen. Jede Verlängerung eines Strahlenweges müßte sich durch eine Wanderung der Interferenzen kundtun. Man kann natürlich den Vergleich mit der Geschwindigkeit Null nicht dadurch erzielen, daß man das bewegte System, also die Erde auf ihrer Bahn um die Sonne, anhält, aber man kann die ganze Apparatur drehbar um eine vertikale Achse aufstellen. Dann wird die Geschwindigkeit v alle möglichen Rich-

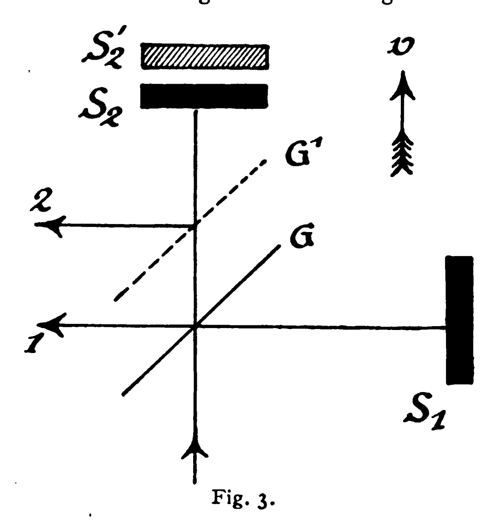


Fig. 3.

tungen zu den Strahlenwegen erhalten, darunter auch solche symmetrischen Lagen, in denen beide Strahlen in ganz gleicher Weise beeinflußt werden, also keinen Unterschied gegen die Ruhe aufweisen; es müßten bei Drehung der Apparatur sonach die Interferenzstreifen wandern. Diesen Versuch führte Michelson[1]) aus, er fand aber nicht die gesuchte Veränderung der Interferenzen: sie blieben vielmehr in allen Lagen des Apparats still stehen. Zur Erklärung nahm Michelson an, der Äther, in dem sich die Lichtwellen fortpflanzen, stehe nicht still, sondern werde mit der Erde mitgeführt.

Lorentz[2]) erhob einen Einwand gegen diese Deutung, dahingehend, daß die Annahme unzutreffend sei, der Strahl 1 in Fig. 3 bleibe von der Bewegung unbeeinflußt. Dieser Einwand läßt sich auch so ausdrücken, daß man sagt, der am Spiegel G reflektierte Strahl wird im Äther nicht

[1]) Michelson, Amer. Journ. of Science **22** (1881), S. 120.

[2]) Lorentz, Archives néerlandaises des sciences exact. et nat. **21** (1887), S. 103.

mehr unter dem Einfallswinkel reflektiert, sondern unter einem, um eine gewisse Größe geänderten Winkel, der um so größer ist, je größer v. Man kommt so zu einem Strahlengang, wie ihn Fig. 4 andeutet, und wie er aus der Annahme folgt, daß die an einem bewegten Spiegel reflektierte Lichtwelle geradeso in ihren elementaren Teilen nach dem Huygensschen Prinzip reflektiert wird

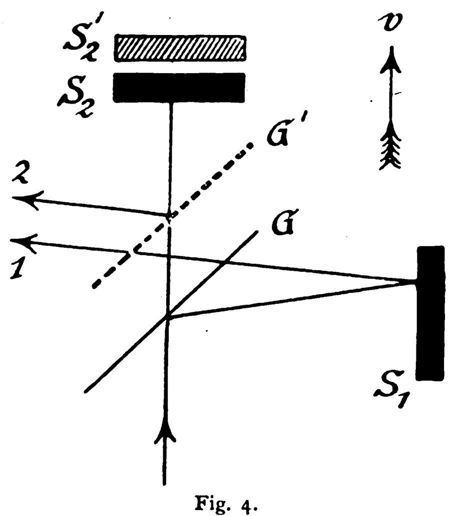


Fig. 4.

wie die an einem ruhenden Spiegel reflektierte Lichtwelle. Die nähere Betrachtung ergibt, daß jetzt auch der Strahl 1 einen längeren Weg zurücklegt, als wenn $v = 0$ ist, und zwar einen um die Größe

$$l \frac{v^2}{c^2} \qquad (2)$$

verlängerten, wobei auf Größen höherer Ordnung von v/c wieder kein Bedacht genommen wird, da diese wegen der Kleinheit von v/c praktisch keine Rolle spielen. Es folgt mithin jetzt, daß der Wegunterschied der Strahlen 1 und 2 durch die Differenz der von (1) und (2) angegebenen Zusatzgrößen von $2\,l$ bestimmt ist, also durch die Größe

$$l \frac{v^2}{c^2}, \qquad (3)$$

die halb so groß ist als die Zusatzgröße von $2\,l$ in (1). Mithin wird also durch Anbringung der Lorentzschen Berechnungsweise die Verschiebung der Interferenzstreifen auf die Hälfte des Betrages erniedrigt, der bis dahin gesucht worden war.

Nun ergaben aber wiederholte und verfeinerte Beobachtungen von Michelson und Morley[1]) und von Morley und Miller[2]) abermals ein Fehlen der erörterten Streifenverschiebung. Es war bei diesen letzten Versuchen durch mehrfache Spiegelung der Strahlen 1 und 2, wie dies Fig. 5 andeutet, eine erhebliche Länge des Strahlenweges erreicht, bei Morley und Miller von 3224 cm $= 5{,}5 \cdot 10^7$ Wellenlängen gelben Lichts, weshalb die Beobachter, da $(c/v)^2 = 0{,}72 \cdot 10^8$ ist, eine

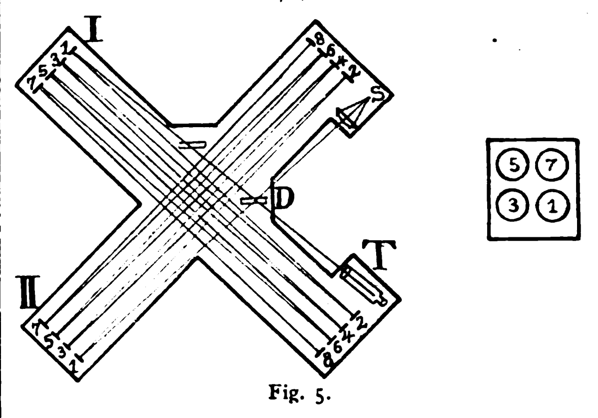


Fig. 5.

Streifenwanderung von $11 \cdot 10^7 : 0{,}72 \cdot 10^8 = 1{,}5$ Wellenlängen erwarteten. Der doppelte Betrag von Formel (3) ist zu erwarten, wenn „Interferenzen gleicher Dicke“ erzeugt werden, bei denen das Beobachtungsfernrohr auf einen der Spiegel S_1 oder S_2 eingestellt wird. — Die beobachteten Wanderungen der Interferenzstreifen ergaben aber nur Schwankungen, die zwischen $+0{,}0113$ und $-0{,}0021$ höchstens lagen, wenn der Apparat, von dem Fig. 6 eine Anschauung

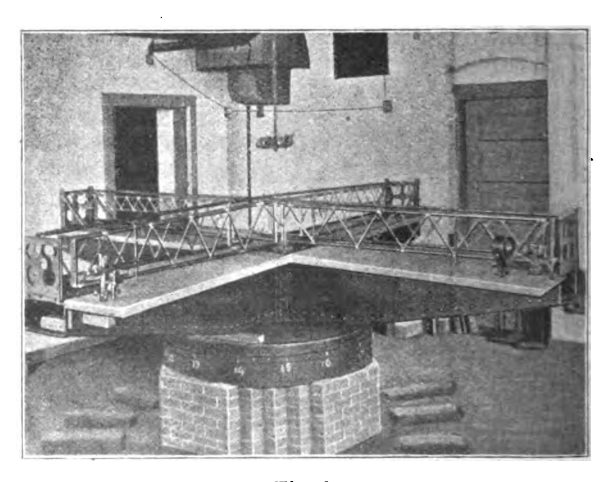


Fig. 6.

gibt, um seine Achse gedreht wurde, so daß die Beobachter zu dem Schluß kamen: „Wenn ein Effekt vorhanden, ist er kleiner als der hundertste Teil der erwarteten Größe.“ Sie sagen ferner: „Wenn der Äther nahe bei dem Apparat nicht mitbewegt wurde, so betrug die Geschwindigkeitsdifferenz weniger als 3,5 km pro Sekunde“. Dies bezieht sich auf die Ausführung des Versuchs in einem Laboratoriumsraum; unter freiem Himmel,

[1]) Michelson und Morley, Phil. Mag. **24** (1887), S. 449.

[2]) Morley und Miller, Phil. Mag. **9** (1905), S. 680.

auf einem Berge, könnte gegebenenfalls der Äther schon eher relativ zur Erde strömen. Morley und Miller stellten deshalb Versuche auf einem erhöhten Standpunkt in Aussicht.

Als die negativen Ergebnisse der wiederholten Versuche bekannt geworden waren, nahm man allgemein an, daß die ursprüngliche Fresnelsche Auffassung eines unbeweglichen Äthers unhaltbar sei. Darum stellte man sich etwa vor, daß die Erde den Äther mit sich mitnimmt, wie Stokes dies gelehrt hatte. Dem stand allerdings eine viel verbreitete, wenn auch irrige Ansicht entgegen, daß die Mitnahme des Äthers durch die Erde und die Tatsache der Aberration der Fixsterne in Widerspruch zueinander ständen. Diese Ansicht ging in viele Bücher über, obgleich Lorentz[1]) hervorgehoben hat, daß die Aberration nach Größe und Richtung sich theoretisch ebenso herleitet, wenn man auf dem Boden der Stokesschen Annahme steht. Lorentz hat aber einen anderen Einwand gegen die Stokessche Auffassung erhoben, den nämlich, daß ein Äther, der von der Erde mitgenommen wird, nicht wirbelfrei sein kann, und er hat wegen dieser Folgerung die Stokessche Annahme verworfen. Doch enthält der Einwand von Lorentz meines Dafürhaltens die Voraussetzung, daß der Äther ideale Wirbellosigkeit besitzt; wenn der Äther jedoch eine, wenn auch äußerst kleine, innere Reibung hätte, so würde die Stokessche Auffassung wieder richtig sein können. — Lorentz und Fitzgerald haben den negativen Ausfall des Michelsonschen Versuchs folgendermaßen erklärt: sie halten an der Fresnelschen Annahme eines unbeweglichen Äthers fest, nehmen aber an, daß die Körper, die sich im Äther bewegen, in Richtung von v eine Verkürzung erfahren und zwar um einen Betrag, der gerade so groß ist, daß er beim Michelsonschen Versuch die Verlängerung des Lichtweges des Strahls 2 gegen den Strahl 1 aufhebt. Genauer gesagt: Es soll der in Richtung der Erdbewegung liegende Arm l des Apparats sich um den Betrag $\frac{l}{2}\frac{v^2}{c^2}$ verkürzen; dann wird der Gangunterschied der Strahlen 2 und 1 gleich Null. Diese Kontraktionshypothese hat dann Einstein dahin erweitert, daß er annahm, unser gesamtes Maßsystem von Raum und Zeit ändere sich durch Bewegung gerade so viel, daß der Michelsonsche Versuch negativ ausfällt. Hierüber und über die Folgen dieser Theorie läßt sich mancherlei Kritik vorbringen, die zu erörtern jedoch hier nicht der Ort ist. Jedenfalls sieht man, daß die verschiedensten Auswege zur Erklärung des Michelsonschen Versuchs herangezogen wurden. Nimmt man zu den genannten Ansichten noch diejenige von Righi[1]) hinzu, daß am bewegten Spiegel ein anderes Huygenssches Prinzip gelte, als man bisher voraussetzte, sowie die von Birkeland[2]), daß der Äther anisotrop sei und infolge hiervon die Lichtgeschwindigkeit in Richtung von v eine Veränderung erleide, so hat man zwei weitere Erklärungsversuche, die noch nicht einmal die Liste aller, die gemacht wurden, schließen. — Bei der Unsicherheit aller Hypothesen, die zur Erklärung des Ausfalls des Michelsonschen Interferenzversuchs herangezogen wurden, sollte man jede denkbare Abänderung des Versuchs berücksichtigen, um der Sache auf den Grund zu gehen. Nun hat Niedermöller[3])

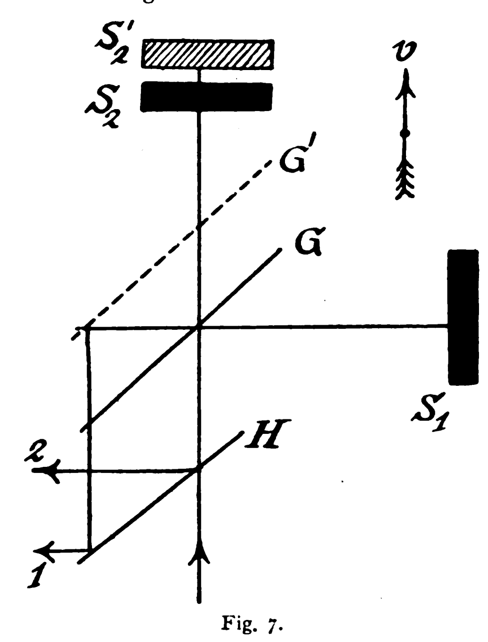


Fig. 7.

bemerkt, daß die beiden in die Lichtquelle zurückkehrenden Strahlen unter Umständen ein anderes Ergebnis zeitigen, als die oben betrachteten Strahlen 1 und 2. Fig. 7 deutet dies kurz an; man sieht, daß die zur Lichtquelle zurückkehrenden Strahlen jetzt eine andere Wegdifferenz ergeben, wenn man die ursprüngliche Michelsonsche Berechnungsart zugrunde legt; eine solche Auffassung könnte etwa erlaubt sein, wenn das Licht keine Wellenbewegung, sondern eine korpuskulare Strahlung wäre. Die experimentelle Verwirklichung der Anordnung von Fig. 7 ist leicht. Man hat nur nötig, einen zweiten halbdurchlässigen Spiegel H parallel zu G vor die Lichtquelle zu setzen,

[1]) Lorentz, Theory of Electrons, Leipzig 1909, S. 168. Vgl. auch Arch. néerlandaises, l. c.

[1]) Righi, C. R. **168** (1919), S. 837.

[2]) Birkeland, Phil. Mag. **37** (1919), S. 152.

[3]) Niedermöller, Die relativ veränderliche Lichtgeschwindigkeit. Verlag Ossenberg-Engels, Dahle i. Westf. — Mit einigen anderen Folgerungen dieser Schrift kann ich nicht übereinstimmen.

um auch die Interferenzen der zur Lichtquelle zurückkehrenden Strahlen ins Beobachtungsfernrohr zu bringen. Ich erwähne dies, um bei einer abermaligen Wiederholung des Versuchs eine solche Beobachtungsart, die sich unschwer anbringen läßt, zur Berücksichtigung zu empfehlen.

In die verschiedenen Erörterungen des Michelsonschen Spiegelversuchs platzte vor etwa 1 Jahr die Nachricht[1]), daß der Versuch in Wirklichkeit garnicht negativ ausfiel, sondern positiv: es sei eine Wanderung der Interferenzstreifen bei Drehung des Apparats um die Vertikale beobachtet worden, wennschon eine solche von erheblich kleinerem Betrage als erwartet wurde. St. John[2]) meldete, daß der Versuch von Michelson und Morley 1905 bei Verlegung aus dem Laboratorium ins Freie eine Verschiebung der Interferenzstreifen zeigte, die größer als die Beobachtungsfehler war. Das Ergebnis ist nicht veröffentlicht worden, da man störende Einflüsse annahm. Der Versuch wurde wiederholt und zwar auf dem Mount-Wilson-Observatorium, der bekannten, hoch über dem Meer liegenden astrophysikalischen Forschungsstätte; er ergab jetzt 10% des erwarteten Wertes der Verschiebung, aber überlagert von einem rätselhaften Betrage von der doppelten Größe der Periode. Im letzten Jahresbericht des Mount-Wilson-Observatoriums[3]) wird mitgeteilt, daß diese Messungen im April größere Werte ergaben, als im November und Dezember. Der Apparat ist inzwischen vom Mount-Wilson-Observatorium wieder fortgeschafft worden und es sollen nun an einem anderen Ort abermals Beobachtungen angestellt werden. — Diese Mitteilungen eröffnen außerordentlich viele neue Möglichkeiten; unter Umständen sind alle bisherigen Erklärungsversuche des Michelsonschen Versuchs nur eine rohe Wiedergabe der Tatsachen.

Nun gibt es noch eine von Sagnac[4]) herrührende Abänderung des Michelsonschen Versuchs, die in ganz andrer Weise geeignet ist, zur Lösung aller hier vorliegenden Fragen beizutragen. Diese ist in Fig. 8 wiedergegeben. Das von einer Glühlampe o ausgehende Licht trifft nach einigen Brechungen und nach Reflexion am Spiegel m auf den Glaskörper J. Dieser ist nichts anderes als der halbdurchlässige, unter 45° stehende Spiegel G der früheren Figuren, an welchem die Teilung des Lichtes erfolgt: Der eine Strahl geht durch J hindurch zum Spiegel M_1, dann zu M_2, M_3, M_4 und kommt nach J zurück, der andere Strahl wird von J reflektiert und geht zum Spiegel M_4, dann zu M_3, M_2, M_1 und kommt nach J zurück. Die beiden Strahlen gehen weiter zur Linse L, in deren Bildebene die photographische Platte c steht, welche die Interferenzen photographiert. Man sieht, es ist hier die Michelsonsche Anordnung so abgeändert, daß der eine Strahl die Spiegel M_1 bis M_4 in umgekehrter Richtung trifft als der andere. Wenn man nun die ganze Anordnung mit allem Zubehör um eine Achse senkrecht zur Ebene der Apparate rotieren läßt, wie dies der Pfeil bei D andeutet, so eilt der eine Strahl hinter den Spiegeln M_1 bis M_4 her, der andere kommt ihnen entgegen. Der eine Strahl legt also einen längeren, der andere einen kürzeren Weg zurück als wenn

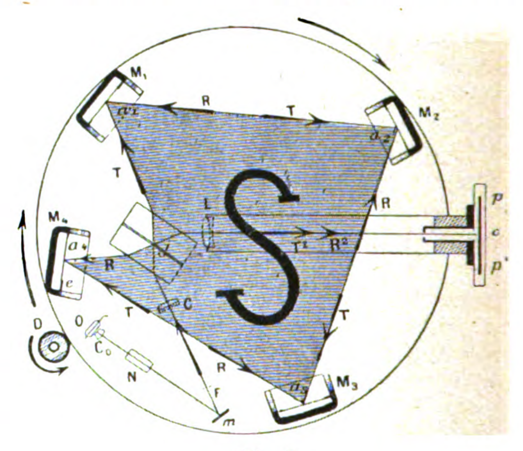


Fig. 8.

alles ruht. Hierbei ist angenommen, daß der Äther von der Rotation der Apparate unbeeinflußt bleibt, also ruht.

Die experimentelle Ausführung des Versuchs gestaltet sich dadurch günstig, daß hier bereits eine Größe erster Ordnung von v/c in die Streifenverschiebung eingeht. Nach Sagnacs eleganter Formel ist der Betrag, um den die Interferenzstreifen wandern, gegeben durch:

$$z = \frac{16\,\pi\,NS}{\lambda\,c}; \qquad (4)$$

hier ist z die Verschiebung der Interferenzstreifen zwischen zwei entgegengesetzten Rotationen des Systems, N die Umdrehungszahl pro Sekunde, S die von dem umlaufenden Lichtstrahl umschlossene Fläche (s. Fig. 8), λ die Wellenlänge, c die Lichtgeschwindigkeit. — Sagnac fand bei mäßigen Umdrehungszahlen von $N = 2$ und weniger pro Sekunde mit seinem Apparat tatsächlich eine Streifenverschiebung, die völlig mit Gleichung (4) übereinstimmte, und schloß daraus, daß der Äther ruhen bleibt. Die Messung er-

[1]) Miller, Phys. Rev. **19** (1922), S. 407.

[2]) St. John, Observatory **45**, Juli 1922, S. 211. Die Kenntnis dieses Aufsatzes verdanke ich dem Bericht von Riem in der „Umschau", Frankfurt a/M., 26. Mai 1923.

[3]) Annual Report of the Director of the Mount-Wilson-Observatory, Year Book No. 21 for the year 1922, 245—246.

[4]) Sagnac, Journ. de phys. (5) **4** (1914), S. 177.

scheint Sagnac völlig sicher, doch stellt er zwecks Steigerung der Meßgenauigkeit weitere Versuche auf einem Kriegsschiff in Aussicht, an dessen festen Wänden die Spiegel usw. angebracht sind; ein solches Kriegsschiff, das schnelle Drehungen vollführen kann, erscheint allerdings geeignet, um als Unterbau für die optische Anordnung zu dienen, doch ist von einer derartigen Verwendung der französischen Marine bisher nichts bekannt geworden.

In anderer Weise plant Michelson neuerdings, die Sagnacsche Anordnung zu benutzen.[1]) Der Gedanke ist der, die Erde selbst als rotierendes System zu nehmen. Wenn man die Größe S hinreichend groß macht, kann mit dem kleinen Wert von N, der sich aus der Erdrotation ergibt, eine Streifenverschiebung zu beobachten gehofft werden, sofern die rotierende Erde den Äther nicht mit in Rotation versetzt; man sollte dann in einer geographischen Breite von 35^0 für S gleich 1 km^2 eine Verschiebung von einem Interferenzstreifen finden. Versuche nach einer solchen Methode sind auf Mount Wilson begonnen, aber noch nicht beendet. Die Schwierigkeiten, die sich aus dem Vorhandensein der Luftströmungen auf den langen optischen Wegen ergeben, sollen durch Anwendung von langen Röhren, die den Strahlenweg umgeben, unter Umständen mit luftleer gepumpten Röhren, überwunden werden. Es wäre sehr interessant, festzustellen, ob hier ein dem obigen Versuch Sagnacs entsprechendes Ergebnis herauskommt oder nicht. — Übrigens ist mir unklar, relativ wozu Michelson die Verschiebungen der Interferenzen messen will. —

Die Relativitätstheorie kommt in ihrer alten, ursprünglichen Form dem Versuch von Sagnac überhaupt nicht bei, da sie nur für gleichförmige Translation, nicht für Rotation anwendbar ist. Die neue, abgeänderte Relativitätstheorie, „allgemeine Relativitätstheorie" genannt, rechnet ebenfalls den Betrag von Sagnac heraus; ein Gegensatz zwischen Äthertheorie und Relativitätstheorie besteht hier also nicht. Doch ist zu bemerken, daß die Relativitätstheorie durch diese Wendung ihren alten Grundgedanken verloren hat, daß die Bewegung eines Systems auf keine Weise nachweisbar sein soll. Wenn es im Sagnacschen Versuch auf optischem Wege möglich ist, gerade so wie in der klassischen Mechanik, die Größe der Rotationsgeschwindigkeit zu bestimmen, so wird aus der „Relativitätstheorie" eine „Absoluttheorie", wie die Äthertheorie eine ist.

Zusammenfassend läßt sich sagen: Sofern der ursprüngliche Versuch von Michelson gezeigt hatte, daß der Äther zum überwiegenden Teil von der Erde mitgeführt wird, insofern hat der Versuch von Sagnac ergeben, daß ein rotierendes System im Laboratorium den Äther zum überwiegenden Teil nicht mitführt. Es würde hiernach also die gewaltige Erde auf ihrer Bahn um die Sonne den Äther mitreißen, aber die kleinen Spiegel und die Drehscheibe des Sagnacschen Versuchs würden den Äther in Ruhe lassen, wie auch im Fizeauschen Versuch das bewegte Wasser den Äther in Ruhe läßt. Wenn man andererseits die Relativitätstheorie zu Rate zieht, so kommt man zu Schlußfolgerungen, die sich hiermit decken. Ob das aber mehr ist als eine bloß formelmäßige Übereinstimmung, wird damit unbeantwortet gelassen; der kleine positive Betrag, den die Amerikaner neuerdings am Michelsonschen Versuch gefunden haben, kommt übrigens, wenn er keine Störung ist, formelmäßig aus der Relativitätstheorie nicht heraus. — Man tut im allgemeinen gut, aus einer formelmäßigen Übereinstimmung nicht zu viel zu schließen. Ein Kritiker Einsteins, H. Fricke, hat dies durch das folgende anschauliche Beispiel zum Ausdruck gebracht; er sagt: Es ist bekannt, daß die Bevölkerungszahl Frankreichs stagniert. Man könnte sich also die Ansicht bilden, daß in Frankreich weder Menschen geboren werden noch sterben. Mit einer solchen „Theorie" würde man richtige statistische Ergebnisse über die Stagnation der Bevölkerungszahl erhalten. Es ist also Vorsicht geboten, wenn man Schlüsse über die Voraussetzungen ziehen will, die einem für richtig erkannten Ergebnis einer Rechnung zugrunde liegen. Dies wird auch in den folgenden ganz andersartigen Fällen deutlich werden, zu deren Betrachtung wir uns jetzt wenden.

Wenn das Licht im Gravitationsfelde beeinflußt werden sollte, so wäre zu erwarten, daß ein hinter der Sonne stehender Fixstern sein Licht auf einer gewissen, gekrümmten Bahn in unser Auge sendet. Eine solche Folgerung hat J. v. Soldner[1]) gezogen und eine Formel für den Ablenkungswinkel φ angegeben, um den ein im Abstande R an der Sonne vorbeigehender Lichtstrahl abgelenkt werden würde. Soldners Formel lautet:

$$\varphi = \frac{2\,K M}{c^2 R}, \qquad (5)$$

wo K die Gravitationskonstante, M die Masse der Sonne, c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Soldner hat seine Formel aus der Voraussetzung abgeleitet, daß das Licht schwer ist, und zwar genau ebenso schwer wie die Materie; dieselbe

[1]) Annual Report of the Director of the Mount-Wilson Observatory, Carnegie Institution of Washington, 1921, S. 281; 1922, S. 204.

[1]) J. v. Soldner, Berliner Astronomisches Jahrbuch 1804, S. 161. Neudruck: Annalen d. Phys. **65** (1921), S. 593, mit Vorbemerkung von Lenard.

Formel hat auch Einstein aus der Relativitätstheorie abgeleitet. Später hat Einstein noch den Faktor 2 zu obiger Formel hinzugefügt, ein Ergebnis, daß man z. B. auch dadurch erhalten würde, daß man in Soldners Theorie die Voraussetzung machte, die Schwere des Lichts sei doppelt so groß wie die der Materie. — Man hat gesagt: Wie wunderbar ist das alles! Wie ist es möglich, daß zwei so grundverschiedene Theorien, wie die Emissionstheorie des Lichts, welche Soldner seiner Betrachtung zugrunde legte, und die Relativitätstheorie von Einstein zu demselben Ergebnis führen konnten? Die Aufklärung ist folgende: Wenn man lediglich voraussetzt, daß eine Beziehung zwischen Licht und Gravitation besteht, daß also das Licht eines Fixsterns beim Vorbeigang an der Sonne eine Ablenkung erfährt, so wird man zwangsläufig zu einer Funktion der Soldnerschen Art hingeführt. Dies ist nicht schwer einzusehen: Wir nehmen an, daß φ eine Funktion ist, die durch die Gravitation und das Licht bestimmt wird, mithin durch die Größen K, M, R, c; wir setzen also

$$\varphi = f(K, M, R, c) \qquad (6)$$

als eine zu bestimmende Funktion; diese können wir proportional einer Reihe $\sum K^{\alpha} M^{\beta} R^{\gamma} c^{\delta}$ schreiben, wo α, β, γ, δ unbekannte Exponenten sind. Dann ist klar, daß die Funktion f, da φ eine reine Zahl, ebenfalls eine reine Zahl, also von der Dimension 0 sein muß. Setzen wir die Dimensionen unserer Größen K, M, R, c ein, so folgt mithin, daß

$$[l^3 m^{-1} t^{-2}]^{\alpha} \cdot [m]^{\beta} \cdot [l]^{\gamma} \cdot [l\, t^{-1}]^{\delta}$$

dimensionslos sein muß, also

$$\left.\begin{aligned} 3\alpha + \gamma + \delta &= 0 \\ -\alpha + \beta &= 0 \\ -2\alpha - \delta &= 0. \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Hieraus folgt:

$$\beta = \alpha, \quad \delta = -2\alpha, \quad \gamma = -\alpha$$

und mithin:

$$\varphi \sim \sum K^{\alpha} M^{\alpha} R^{-\alpha} c^{-2\alpha} = \sum \left(\frac{KM}{c^2 R}\right)^{\alpha}.$$

Wenn wir wegen der Kleinheit der Summanden die Reihe abbrechen, so wird im einfachsten, denkbaren Fall, wo $\alpha = 1$:

$$\varphi \sim \frac{KM}{c^2 R}$$

und dies ist bis auf den Faktor 2 die Soldnersche Formel (5).

Also: wenn nur die elementarste Forderung einer physikalischen Theorie, daß die Dimensionen stimmen müssen, erfüllt ist, so wird man, mag man im übrigen eine spezielle Emissions-, Äther- oder sonstige Theorie zugrunde legen, zu einer Funktion für φ von der Art der Soldnerschen geführt. Die Funktion beweist nichts über die Richtigkeit der speziellen Voraussetzung.[1])

Bei der sogenannten Rotverschiebung der Spektrallinien liegt die Sache ähnlich. Mohorovičić[2]) hat zuerst bemerkt, daß man aus der Emissionstheorie des Lichts, ohne alle Relativitätstheorie, die von Einstein angegebene Formel

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{KM}{Rc^2} \qquad (8)$$

auf sehr einfache Weise finden kann. Försterling[3]) und Bucherer[4]) gaben ihre Ableitung aus der Quantentheorie. Die Formel (8) ist, wie man sieht, nichts anderes als die Soldnersche Funktion (5).

Die Perihelstörung der Planeten, die ebenfalls wie alle diese problematischen Effekte eine sehr kleine Korrektionsgröße darstellt, ist vor Einstein schon von Gerber[5]) behandelt worden. Die Gerbersche Formel, welche aus der Annahme einer Fortpflanzung der Gravitation mit Lichtgeschwindigkeit abgeleitet wurde, lautet

$$\psi = \frac{24\,\pi^3 a^2}{T^2 c^2 (1 - \varepsilon^2)}. \qquad (9)$$

Hier bedeutet ψ die säkulare Perihelbewegung, a die große Achse der elliptischen Bahn, T die Umlaufszeit des Planeten, c die Lichtgeschwindigkeit; ε ist die numerische Exzentrizität, also eine reine Zahl und dem Betrage nach nur wenige Prozent. Wenn man beachtet, daß, wie bekannt,

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{a^3}{KM}},$$

wo M die Sonnenmasse, so wird aus (9):

$$\psi = \frac{6\pi}{1 - \varepsilon^2} \cdot \frac{KM}{a c^2}. \qquad (10)$$

Auch hier tritt, abgesehen von dem Proportionalitätsfaktor, wieder die Soldnersche Funktion in die Erscheinung, und dies ist nach dem oben Gesagten auch nicht zu verwundern.

---

[1]) Derartiges kommt auch sonst in der Physik vor. So stellte z. B. Lorentz seine bekannte Formel für die Aufspaltung der Spektrallinien im Magnetfelde auf, indem er Annahmen über den Schwingungsvorgang machte, die sich durch ganz andere Annahmen ersetzen lassen, wie Bohr fand. Auch hierüber ist gestaunt worden, aber eine einfache Dimensionsbetrachtung zeigt, daß die Lorentzsche Formel bis auf den Proportionalitätsfaktor herauskommen muß.

[2]) Mohorovičić, Ann. d. Phys. **66** (1921), S. 227.

[3]) Försterling, Z. f. Phys. **30** (1920), S. 406.

[4]) Bucherer, Ann. d. Phys. **68** (1922), S. 2.

[5]) Gerber, Zeitschr. f. Mathem. u. Phys. **43** (1898), S. 93; Ann. d. Phys. **52** (1917), S. 415.

So wenig also das Auftreten der Soldnerschen Funktion in den Gleichungen (5), (8), (10) etwa die Richtigkeit der Emissionstheorie des Lichts beweist, ebensowenig kann aus ihnen auf die Richtigkeit einer Äther- oder sonstigen Theorie geschlossen werden. In all diesen Fällen handelt es sich um sehr kleine Größen, und es ist eine selbstverständliche, formale Wahrheit, wenn eine kleine Größe, deren Dimension man kennt, auf verschiedenen Wegen sich als dieselbe Funktion ergibt. Daß sehr verschiedene Theorien denselben Proportionalitätsfaktor ableiten lassen, ist ebenfalls möglich und wurde oben bereits gefunden. Übrigens ist augenscheinlich das Experiment nur in dem am wenigsten untersuchten Fall, der Ablenkung des Fixsternlichts an der Sonne, einem errechneten Proportionalitätsfaktor günstig gewesen; bei der Rotverschiebung (8) und der Perihelverschiebung (10) sind die Proportionalitätsfaktoren meist kleiner gemessen worden als man erwartet hatte. — Eine sehr vorsichtige Theorie dieser Effekte hat Wiechert[1]) aufgestellt, welcher die Proportionalitätsfaktoren noch mit willkürlichen Konstanten versehen hat, deren passende Wahl das Ergebnis der Beobachtung mit der Theorie in Einklang bringt. Wiechert hat sich damit das Verdienst gesichert, dazu beigetragen zu haben, den Schleier von der Relativitätstheorie zu lüften.

Von weiteren, experimentell zu prüfenden Folgerungen der Äther- und Relativitätstheorie sei hier nur noch auf die vermuteten Beziehungen zwischen Masse und Energie hingewiesen. Hier hat Lenard[2]) gezeigt, daß man ohne eine Äther- oder Relativitätstheorie diese Beziehungen formelmäßig ableiten kann. Die Entscheidung darüber, welche Grundauffassung die richtige ist, wird einer Zukunft überlassen bleiben müssen, vor deren Augen mehr liegt als nur mathematisch mögliche Beziehungen zwischen den physikalischen Größen. Diese Beziehungen beantworten uns die Frage, wie groß möglicherweise ein Effekt sein kann, aber sie sagen uns nichts darüber, was in Wirklichkeit vorgeht.

[1]) Wiechert, Ann. d. Phys. **63** (1920), S. 301.
[2]) Lenard, Über Äther und Uräther. Leipzig, Verlag Hirzel 1923.

(Eingegangen am 31. Juli 1923.)

Entwicklung und Ziele der Lichttechnik.

(Rede auf der 2. Jahrestagung der Lichttechnischen Gesellschaft am 17. April 1923.)

Von J. Teichmüller.

Als Vorsitzender der Lichttechnischen Gesellschaft habe ich die Ehre Sie zu begrüßen und Ihnen für Ihr Erscheinen zu danken.

Wir sind bei unsern Einladungen zur Jahresversammlung über den Kreis unserer Mitglieder hinausgegangen in der wohlerwogenen Absicht, den Jahrestag als Gelegenheit zur Werbung für die Lichttechnik zu benutzen. Damit erfüllen wir einen Teil des Programms, das wir uns bei der Gründung unserer Gesellschaft vor zwei Jahren gesteckt haben und das uns sehr am Herzen liegt. Wir sind deshalb auch den erschienenen Gästen, in erster Linie den Herren Vertretern hoher Staats- und Kommunalbehörden, für das Interesse, das sie durch ihr Erscheinen an der Lichttechnik und unserer Vereinigung bekunden, besonders dankbar. Auch den Herren Vertretern der Industrie gebührt unser wärmster Dank, auch dafür, daß sie uns durch Geldspenden die Veranstaltung des Jahrestages in etwas größerem Rahmen ermöglicht haben. —

Wenn wir einen Rückblick auf das abgelaufene Jahr tun wollen, so ist es vor allem ein Ereignis, das für die Pflege der Lichttechnik in Deutschland von Bedeutung ist: die Feier des zehnjährigen Bestehens der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft (DBG) am 30. September 1922, und zwar deshalb, weil wir dadurch daran erinnert werden, daß die Licht- und Beleuchtungstechnik als solche erst seit 10 Jahren in Deutschland vereinsmäßig gepflegt und bearbeitet wird; 6 Jahre früher begann sie in den Vereinigten Staaten von Amerika. — Ein weiteres wichtiges Ereignis ist die Eröffnung des ersten Lichttechnischen Instituts an einer deutschen Technischen Hochschule, nämlich hier in Karlsruhe, und damit wohl des ersten Lichttechnischen Instituts überhaupt. Soweit ich an seiner Gründung beteiligt bin, habe ich mit ihr ein Versprechen eingelöst, das ich am Jahrestage der DBG 1916 in Nürnberg gegeben habe, als über die sehr mangelhafte Gelegenheit zur Ausbildung von Lichtingenieuren geklagt wurde, das Versprechen nämlich, an meinem Teile nach Kräften dazu beizutragen, daß es darin besser würde. Das Institut ist am 1. Juni 1922 in Betrieb genommen und ist als Lehr- und Forschungsinstitut stark beschäftigt, so daß die Notwendigkeit seiner Gründung als erwiesen anzusehen ist.

Bei andern Gelegenheiten habe ich Anlaß gehabt, dem Bedauern und dem Erstaunen Ausdruck zu geben, daß es erst so spät zu einer ernsten Pflege der Lichttechnik kommen konnte. Heute sage ich: es ist eigentlich noch zu früh gewesen. Das ist nur ein scheinbarer Widerspruch. Bei dieser ernsthaften Pflege der Lichttechnik zeigte sich nämlich erst, daß in den vorbereitenden und grundlegenden Wissenschaften, insbesondere der Sinnesphysiologie, noch vieles zu bearbeiten ist, was als Material der Lichttechnik zur weiteren Verarbeitung dienen muß. So können noch nicht einmal zahlenmäßig genaue Angaben gemacht wer-

den über die Stärke der Beleuchtung und die Stärke der Leuchtkontraste, die zum deutlichen Sehen und zum schnellen, unbeirrten Wahrnehmen und Erkennen unter mannigfaltig geänderten Verhältnissen Vorbedingung sind; und auch über den Einfluß der Lichtfarbe auf die Sehschärfe und die Ermüdung des Auges liegen noch keine abschließenden Messungen vor; zur Zeit werden Messungen zur Beantwortung der letzteren Frage im Lichttechnischen Institut unserer Hochschule ausgeführt. Über die Bedeutung der Blendung für die Erkennbarkeit herrschen noch wenig klare Ansichten; auch das im Jahre 1921 im Auftrage der DBG von Bloch herausgegebene und aus Vorträgen der DBG zusammengesetzte Buch „Lichttechnik" behandelt die Blendung fast nur in ihrer hygienischen Bedeutung, während die Beeinträchtigung der Sehschärfe durch sie kaum erwähnt ist. Dabei aber ist doch das letztere im Sinne der Lichttechnik zweifellos von erheblich größerer Bedeutung als das erstere. Zwar kann erfreulicherweise festgestellt werden, daß im letzten Jahre diese beiden Fragen in ihrer Bedeutung mehr erkannt und wertvolle Beiträge zu ihrer Beantwortung gegeben worden sind, aber endgültig sind sie heute noch nicht beantwortet. Diese wenigen Beispiele mögen genügen, um das Gesagte zu bekräftigen. Sie lassen gleichzeitig erkennen, nicht nur wie die Lichttechnik auf physio-psychologische Untersuchungen als Grundlagen angewiesen ist, sondern auch wie die nun selbständig gewordene Lichttechnik diese grundlegenden Wissenschaften beeinflussen und anregen muß. Es ist natürlich, daß die Lichttechnik, deren großes Arbeitsgebiet freilich anderswo seinen Schwerpunkt hat, selbst angreift, um solche Fragen zu lösen; eine genaue Grenze zwischen den grundlegenden, vorbereitenden Wissenschaften und der eigentlichen Lichttechnik ist ja schlechterdings überhaupt nicht zu ziehen. So kommt es, daß die junge Lichttechnik sich in einem fast undurchdringlichen Dickicht von Aufgaben sieht, durch das nur schwer Bahn zu brechen ist. Manches Wertvolle aber hat das vergangene Jahr doch zuwege gebracht, wenn auch in mancher Richtung nur erst das Ziel aufgestellt.

Einigermaßen klar liegt der Weg für die Fortschritte auf dem Gebiete der Lichterzeugung Zur Klärung haben theoretische und praktische Untersuchungen der letzten Zeit beigetragen, die uns eigentlich belehrt haben, daß wir auf dem falschen Wege sind, wenigstens wenn wir, im beschämenden Bewußtsein, daß der Wirkungsgrad der Energieumsetzung in Licht sehr schlecht ist, diese Zahl auf die in der Technik sonst gewohnte Höhe der Wirkungsgrade heben wollen. Wollen wir das, so müssen wir darauf verzichten, den Temperaturstrahler weiter auszubilden, und uns der technischen Ausbildung des Lumineszenzstrahlers mit allem Ernste zuwenden. — Erhebliche Fortschritte sind auf dem Gebiete der Lichterzeugung nicht zu verzeichnen. Bemerkenswert ist die Ausbildung und Verbreitung der elektrischen Glimmlampe, die ihr Verwendungsgebiet da hat, wo kleine Lichtströme von mildem Lichte am Platze sind. Sie war als Nachtbeleuchtung in Krankenräumen und Fluren gedacht, hat aber im letzten Jahre auch zur Beleuchtung von Kinos, insbesondere der Treppenstufen in dem dunklen Zuschauerraume, Verbreitung gefunden. Ein anderes aussichtsvolles Anwendungsgebiet hat sie als Buchstabenlampe zur Herstellung von Reklameschriften. Neuerdings scheint es, als ob sie mit schwachem Gelbfilter auch als Dunkelkammerlampe gute Dienste leisten werde. Im Wettbewerb mit der Glimmlampe sind Glühlampen für kleine Lichtströme nach anderer Konstruktion gebaut worden; hier ist die Kondensatorlampe einer holländischen Fabrik zu nennen. Im Anschluß daran sei die Argentalampe desselben Ursprungs erwähnt, eine Glühlampe mit Glasballon aus Milchglas von geringer Leuchtdichte, und endlich die Wolframbogenlampe, bei der ein Lichtbogen zwischen Wolframelektroden im luftdicht abgeschlossenen, gasgefüllten Raume entsteht, der die Elektroden zum Glühen bringt, eine Lampe, die als punktförmige Lichtquelle (z. B. für Projektionsapparate) von großer Bedeutung zu werden verspricht. — Als Zeichen der Zeit ist die Tatsache zu bewerten, daß die Erneuerung durchgebrannter Glühlampen jetzt mit Erfolg und Vorteil betrieben wird, nachdem die in früheren Jahren immer wieder angestellten ebendarauf gerichteten Versuche keinen Erfolg gehabt hatten, — als Zeichen der Zeit, denn der Erfolg von heute beruht auf der durch die Not der Zeit diktierten Wertschätzung des Stoffes.

Das Gas ist von seiner früher alleinigen Aufgabe der Erzeugung des Lichtes weiter zurückgetreten. Das ist zu einem erheblichen Teile eine Folge des schlechten Gases in der Zeit der chronisch gewordenen Kohlennot. Es wäre verfrüht, dem Gaslicht die Zukunft absprechen zu wollen. Davor muß schon die Erinnerung an den ungeheuren Aufschwung bewahren, den vor etwa 30 Jahren das von dem elektrischen Lichte scheinbar gänzlich besiegte Gaslicht durch das Auerlicht wieder nahm. Das freilich muß fraglos zugegeben werden, daß es ohne das elektrische Licht die moderne Lichttechnik nicht gäbe; erst durch die elektrischen Glühlampen mit ihrem stetigen Lichtstrom und stetigen Leistungsverbrauche wurden Messungen von einer Exaktheit möglich, die nötig ist, um Begriffe wie Lichtausbeute, spezifischer Verbrauch, Ökonomie, Wirkungsgrad und viele andere für die moderne Lichttechnik grundlegend wichtige Begriffe aus dem Bereiche der rein wis-

senschaftlich begrifflichen Existenz in das konkrete Leben von Technik und Wirtschaft herüberzuholen. — Petroleum und Azetylen haben sich an Orten, die durch elektrische Energie nicht zu erreichen waren, oder in Fällen, wo diese Energie aus andern Gründen nicht anwendbar war, nicht nur behauptet, sondern ihr Verbrauch ist teilweise sogar nicht unbeträchtlich gesteigert.

Die Forderung größter Wirtschaftlichkeit bei Lichterzeugung und Beleuchtung drängt mehr und mehr zu einer Beseitigung kleiner Lichtquelleneinheiten und Zusammenfassung zu großen. Dieser Übergang ist in vielen bemerkenswerten Beispielen zu erkennen. Eins davon bieten die Wartesäle des Hauptbahnhofs in Frankfurt a. M., wo die früheren riesigen künstlerisch-ornamental gestalteten Kronleuchter mit ihren zahlreichen Glühlämpchen durch (in jedem Saale) vier Gasfüllungsglühlampen in modernen Ausrüstungen ersetzt sind. In Karlsruhe dagegen hat man die in die hohe Decke der Wirtschaft des Hauptbahnhofs eingelassenen vielen kleinen Glühlampen durch vielleicht ebenso viele und ebenso große Glühlampen an einem ornamentalen Kronleuchter ersetzt. — Die Zusammenfassung kleiner Einheiten zu großen, die da, wo die Wirtschaftlichkeit nicht mißachtet zu werden braucht, nicht aufzuhalten sein wird, und die damit verbundene andere technische Gestaltung der Lampenausrüstungen übt auch ihren Einfluß auf die künstlerische Gestaltung aus. Kunst und Kunstgewerbe, die bei diesem Übergange zunächst fast ganz ausgeschaltet waren, werden nachkommen müssen und nun dem nach lichttechnischen Grundsätzen Geformten eine gefällige künstlerische Form zu geben haben. Dies ist, entgegen dem früher üblichen, wo sich der Lichttechniker dem Kunstgewerbler unterzuordnen hatte, der richtige Weg. Es ist erfreulich, den Beginn dieses gesunden Einflusses der Lichttechnik auf das Kunstgewerbe feststellen zu können; ein Verdienst dabei hat sich die DBG durch die Veranstaltung einer öffentlichen Vortragsreihe in Berlin mit dem Thema „Der Lichtträger in Technik und Kunst" im Herbst 1921 erworben. — Ein anderer Einfluß der modernen Lichttechnik auf die Lampenausrüstungen ist in wesentlich technischer Richtung zu spüren: Man konstruiert die Ausrüstungen in typisch verschiedenen Formen, je nachdem sie den Lichtstrom wesentlich nach oben oder nach unten, zusammengefaßt oder breit seitlich hinausstrahlen sollen, und nennt sie nach dem Vorgange einer Leipziger Firma dementsprechend: Hochstrahler, Tiefstrahler oder Steilstrahler, Flachstrahler oder Breitstrahler und Freistrahler. Es ist bemerkenswert, wie hier die Einführung bestimmter Namen der Sache gedient hat, — eine Mahnung, der Namengebung, unter Umständen der Erfindung von Namen ernste Aufmerksamkeit zu widmen.

Leider haben wir noch keinen Namen für das, was ich hier Ausrüstung genannt habe und was oft auch Armatur oder Beleuchtungskörper genannt wird, und es liegt doch ein dringendes Bedürfnis danach vor. Das haben auch die Amerikaner in ihrer Sprache anerkannt und die zweideutigen und unschönen Bezeichnungen fixture, candelabrum, lighting unit durch das, wohl als französisches Fremdwort anzusprechende Wort Luminaire ersetzt. Bei uns ist Leuchte vorgeschlagen und von einer unserer Berliner Großfirmen auch angewendet. Der Name wird aber von der Mehrheit der Fachleute mit dem Hinweis, daß eine Leuchte schon an und für sich leuchten müsse, für die leere Umhüllung einer Lichtquelle also nicht bezeichnend sei, abgelehnt.

Die Ausbildung der Lampenausrüstungen zu der erwähnten Gestaltung von zur Erfüllung bestimmter Aufgaben geeigneten Typen beruht auf technisch-wissenschaftlicher Behandlung der einzelnen Teile, insbesondere des Reflektors, aber nur zum Teil; zum Teil ist sie das Ergebnis einfacher Empirie. Wichtige experimentelle Untersuchungen des Reflektors, die vielleicht zu einer gewissen Typisierung führen werden, sind im Gange. — Zur Kennzeichnung der technischen Leistung der Ausrüstungen sucht man einen für diesen Zweck neuen Begriff, den des Wirkungsgrades, einzuführen. So nahe der liegt und so zweckmäßig er zu sein scheint, so werden doch gegen ihn erhebliche Bedenken ins Feld geführt. In der Reklame und im Wettbewerb der Firmen untereinander kann Mißbrauch und Unfug damit getrieben werden. Wissenschaftliche und geschäftlich-praktische Interessen stehen gegeneinander.

Ähnlich ist es mit der Bewertung der Glühlampen. Man hat sehr verständigerweise endlich die früher hierfür allein übliche Lichtstärke beseitigt und den Lichtstrom an ihre Stelle gesetzt. Die Fabrikanten haben aber ihre Zustimmung dazu versagt, daß dieser Lichtstrom zur Kennzeichnung der Lampenleistung der Lampe aufgestempelt werde, sondern stempeln den elektrischen Leistungsverbrauch auf, was zur Folge hat, daß die Glühlampen allgemein nach der Leistung, die sie aufnehmen, und nicht nach der, die sie liefern, bewertet und genannt werden, ein in der wirtschaftlichen Technik wohl einzig dastehender Fall. Eine Verminderung des Lichtstromes bei derselben Leistungsaufnahme, also eine Verschlechterung der Lampen, wie sie in der letzten Zeit nach Ausweis der Preisverzeichnisse mehrmals vorgekommen ist, geht dabei am Verbraucher spurlos vorüber. Das ist meiner Ansicht nach ein unhaltbarer Zustand.

Daß es zu einer so verkehrten Festsetzung kommen konnte — trotz entschiedensten Widerspruchs von mehreren Seiten —, daran ist zum Teil der Mangel einer internationalen Lichteinheit

schuld. Die Vertreter jenes Standpunktes führten an, daß man wohl bei Angabe der Leistungsaufnahme in Watt, nicht aber bei Angabe des Lichtstroms international eindeutige Aussagen mache. Das trifft zu. Denn in einer Entente cordiale hatten sich wenige Jahre vor dem Kriege England, Frankreich und die Vereinigten Staaten von Amerika durch heimliche Verständigung und Schiebung auf eine Einheit der Lichtstärke, der Grundeinheit der photometrischen Messung, geeinigt, die vor der deutschen Einheit, der Hefnerkerze, nur den Vorzug — im Sinne jener Staaten allerdings sehr bedeutenden Vorzug — hatte, nicht deutsch zu sein. Dabei geben jene Staaten die Überlegenheit der deutschen Einheit dadurch zu, daß sie ihre neue Einheit auf die deutsche zurückführen. Spotten ihrer selbst und wissen nicht, wie! Wohl nie ist auf dem Gebiete der Wissenschaft eine solche Torheit begangen worden, wie hier, indem eine politische Gegnerschaft in einer uns Deutschen ganz unverständlichen krassen Weise auf das technisch-wissenschaftliche Gebiet übertragen wurde — wohl bemerkt vor dem Kriege! — Man glaubte eben schon damals den Deutschen alles bieten zu können. — Damals konnten wir wenigstens noch mit Erfolg Einspruch gegen die Bezeichnung der neuen Einheit als der „internationalen" erheben. Heute wird dieser falsche Ausdruck auf jener Seite selbstverständlich ohne jede Rücksicht gebraucht. Bei dieser Einstellung unserer, wie man zu sagen pflegt: ehemaligen Feinde ist an ein internationales Zusammenarbeiten noch nicht zu denken. Um so fleißiger müssen wir in unsern Grenzen mit der uns eigenen Sorgfalt arbeiten, bis die da draußen empfindlich merken, daß sie sich zu Unrecht einreden, die deutsche Arbeit bei den notwendigen internationalen Arbeiten zur Förderung der Wissenschaft entbehren zu können. Mit Befriedigung stelle ich fest, daß die DBG auch an ein Zusammenarbeiten mit den Amerikanern so lange nicht denkt, als man von uns fordert bittend an die amerikanischen Kollegen heranzutreten.

Die Ausrüstungen können nicht nur den Zweck haben, den Lichtstrom zu formen, sondern auch ihn zu färben. Wir sehen, nachdem vor einigen Jahren eine Münchener Firma zielbewußt vorangegangen, die neuere Lichttechnik lebhaft an der Arbeit, solche Ausrüstungen zu schaffen, die durch Filtrierung des in elektrischen Glühlampen erzeugten Lichtes diesem die Farbe des Tageslichtes geben. Die Arbeiten in dieser Richtung setzen die Möglichkeit voraus, die Farbe des Lichtes genau zu messen. Leider ist ein hierzu gebräuchlicher Apparat, wie Messungen im Lichttechnischen Institut gezeigt haben, fehlerhaft. Es ist nicht anzunehmen, daß sich diese Fehler beseitigen lassen; man wird zu den umständlichen Messungen mit dem Spektrophotometer zurückkehren müssen. Vielleicht wird ein auf ganz neuen Prinzipien beruhendes Verfahren zur Bestimmung der Lichtfarbe, das wir unserm hiesigen Institut für wissenschaftliche Photographie und technische Photochemie unter Professor Kögel verdanken, berufen sein auf diesem Gebiete eine wichtige Rolle zu spielen. Hand in Hand mit allen diesen Arbeiten muß notwendigerweise die Schaffung von Einheiten für farbiges Licht gehen. Der Vorschlag von Eitner, auch hierfür die — natürlich in ihre Spektralfarben zerlegte — Hefnerkerze zu benutzen, verdient ernste Beachtung.

Können wir auf allen diesen Gebieten mit Genugtuung ein ruhiges und erfolgreiches Arbeiten feststellen, so sieht es auf dem Gebiet der öffentlichen und privaten, insbesondere auch der Verkehrsbeleuchtung noch recht trübe aus. Weite Kreise der Technik und im öffentlichen Leben bringen der Lichttechnik noch sehr geringes Verständnis entgegen. Ich werde nicht ermüden immer wieder auf die Fehler, die unverantwortlichen, großen Fehler hinzuweisen, die von den Eisenbahnverwaltungen in dieser Hinsicht gemacht werden. Langsam beginnt es aber auch hier besser zu werden. Mehrere an das Lichttechnische Institut von seiten der Industrie gerichtete Anträge auf Verbesserung ihrer Beleuchtungseinrichtungen sind erfreuliche Anzeigen dafür.

Fast gänzlich ablehnend oder zum mindesten gleichgültig verhalten sich höchst auffälligerweise immer noch die Architekten, wenigstens in unserer Gegend; in anderen Gegenden sollen Anzeichen einer Besserung bemerkbar sein. Dabei ist, wenn man aus dem, was in architektonischen Hand- und Lehrbüchern über Beleuchtung durch natürliches und künstliches Licht gesagt ist, Schlüsse ziehen darf, eine Besserung der lichttechnischen Kenntnisse der Architekten dringend nötig. Hübsche Arbeiten des letzten Jahres, die den Architekten in dieser Richtung dienen sollten, z. B. eine Arbeit über die Lichtdurchlässigkeit von Doppelfenstern, die im physikalisch-technischen Institut in München ausgeführt wurde, und ein Verfahren zur Bestimmung der Beleuchtungsstärke von Innenräumen, das Professor Ondracek in Wien mit der von mir angegebenen Raumwinkelkugel ausgearbeitet hat, scheint von den Architekten wenig beachtet zu sein. Dieses neue Verfahren ist dazu geeignet, dem sogenannten Wirkungsgradverfahren zur Bestimmung der Beleuchtungsstärke von Innenräumen eine neue Stütze zu geben, ein Verfahren, das sich mehr und mehr durchgesetzt hat. — Die sogenannte öffentliche Beleuchtung, d. h. die Beleuchtung von Straßen und Plätzen durch künstliches Licht, hat sich bald nach Beendigung des Krieges wieder zu heben begonnen. Gespart wird natürlich auch hier. Bei diesem Sparen sollte

man vor allem auf eine Beseitigung unzweckmäßiger Beleuchtungsmittel und Beleuchtungsweisen und Ausbildung von Verbesserungen bedacht sein. Die Verbesserung der öffentlichen Beleuchtung wird natürlich ganz besonders in den Orten dankbar empfunden, in denen die künstliche Beleuchtung wegen der Fliegergefahr ganz eingestellt war. Leider scheint die Statistik der Verkehrsunfälle und Vergehen noch nicht zur Beantwortung der Frage bearbeitet zu sein, in welchem Maße die öffentliche Beleuchtung einen Einfluß auf ihre Zahl und Größe ausübt. Es wäre dringend zu wünschen, daß das — soweit es heute noch möglich ist — bald noch geschehe.

Einen sehr erfreulichen Erfolg hatte die von unserer Gesellschaft bei ihrem ersten Jahrestage veranstaltete Lichttechnische Ausstellung zu verzeichnen, auf der, wohl zum ersten Male, lehrhafte Beispiele von guter und schlechter Beleuchtung nebeneinander gezeigt wurden. In drei Städten haben sich Körperschaften um eine Wiederholung der Ausstellung in ihren Mauern beworben. Es ist bestimmte Aussicht vorhanden, daß die Ausstellung zunächst in einer dieser Städte in vergrößertem Umfange veranstaltet werden wird, ja daß sich daraus vielleicht eine Wanderausstellung entwickeln wird. Daß durch unsere Ausstellung das Interesse an der Lichttechnik und Verständnis für ihre Ziele und Tätigkeit in merklichem Grade und Umfange geweckt und vertieft worden sind, können wir mit Genugtuung feststellen.

Gute Arbeit ist von den auf unserm Gebiete arbeitenden Kommissionen der DBG und des VDE im verflossenen Jahre geleistet worden, nachdem ihre Tätigkeit durch den Krieg lange unterbrochen war und erst langsam wieder in Gang kam. Hier muß auf die Neubearbeitung und erhebliche Umgestaltung der Normen des VDE hingewiesen werden, die ja weit über den Kreis dieses Verbandes hinaus Bedeutung erlangt haben. Die sieben bisher bestehenden Normen und Vorschriften auf dem Gebiete sind jetzt unter dem Titel: Licht, Lampen, Beleuchtung, zusammengefaßt. Hervorheben möchte ich aus ihnen, nachdem ich oben schon die Einführung des Wirkungsgradbegriffes zur Kennzeichnung der Lampenausrüstungen und die Vorschriften über die Kennzeichnung und Stempelung der Glühlampen erwähnt habe, jetzt noch die Einführung der Vertikalbeleuchtung als einer Größe, die neben der Horizontalbeleuchtung zur Kennzeichnung der Beleuchtung von Außen- und Innenräumen Bedeutung hat. Der Vertikalbeleuchtung soll also jetzt mehr Beachtung geschenkt werden als früher.

An einem einfachen Verfahren zur Messung der erzielten Beleuchtungsstärke und einem einfachen Instrument dazu hat es bis vor kurzem gefehlt. Die Instrumente sind teuer und umständlich zu handhaben. Dabei ist das Auge an sich so wenig fähig die Stärke der Beleuchtung zuverlässig zu schätzen. Man muß zu einem einfachen Meßverfahren kommen. Das wird auch zur Popularisierung der Lichttechnik viel beitragen. Diese Erfahrung haben die Amerikaner mit dem vor einigen Jahren herausgekommenen als Foot-candlemeter bezeichneten außerordentlich einfach zu handhabenden Instrument gemacht. Mit großer Befriedigung kann ich feststellen, daß wir seit einigen Monaten ein deutsches Instrument in der Bechsteinschen Konstruktion von Franz Schmidt & Haensch in Berlin besitzen, das fast eben so einfach zu handhaben ist wie das amerikanische Instrument. Die etwas größere Umständlichkeit im Gebrauche wird durch erheblich größere Genauigkeit der Meßergebnisse ausgeglichen. In Kürze werden wir voraussichtlich ein zweites Instrument zur Verfügung haben, das dem amerikanischen an Einfachheit der Handhabung, allerdings auch an Zuverlässigkeit der Ergebnisse näher kommt. — Neben diesen Instrumenten dürfte ein anderes Meßinstrument, das im Laufe des vergangenen Jahres herausgekommen ist, der Nordensche Schattenmesser, von Bedeutung in der Lichttechnik werden, insofern er geeignet ist, die Diffusität der Beleuchtung eines Raumes zahlenmäßig festzulegen. — Wir bedürfen dann noch eines einfachen Instrumentes zur Messung der Leuchtdichte (Flächenhelle), einer Größe, die im Laufe der letzten Jahre von wachsender Bedeutung geworden ist, ja — man kann ohne Übertreibung sagen — durch ihre nachteilig großen Werte in den modernen Lichtquellen die Entwicklung der Lichttechnik ihrer Richtung nach erheblich beeinflußt hat. Wie schädlich zu große Leuchtdichte werden kann, beweisen die neuartigen Augenerkrankungen, die bei Filmschauspielern mehr und mehr vorkommen und denen die Augenärzte steigende Aufmerksamkeit zu widmen genötigt sind. Und wie gefährlich sie werden kann, weiß jeder, der schon einmal in den Scheinwerferstrahl eines Kraftfahrzeugs gekommen und unter seiner Wirkung vielleicht — wie Gehlhoff sich ausdrückte — an die Wand geflogen ist. Der Gehlhoffsche Vortrag, in dem er über seine und Scherings Arbeiten zur Frage der Blendung durch Automobilscheinwerfer berichtete, verdient übrigens unter den Arbeiten des verflossenen Jahres als wertvoller Beitrag zur Lösung der Scheinwerferfrage besondere Erwähnung.

Überblicken wir zum Schlusse noch einmal die Entwicklung der Lichttechnik im letzten Jahre, so können wir mit Befriedigung feststellen, daß es bergauf geht und daß insbesondere auch in Deutschland auf unserm Gebiete fleißig gearbeitet wird, daß auch Karlsruhe pflichtgemäß seinen Anteil an diesen Arbeiten geleistet hat. Arbeiten! Das soll die Losung in dieser schweren Zeit sein,



mit der wir uns aufrecht halten und mit der wir überwinden werden. Zu diesem zähen Arbeiten wollen wir uns für das nächste Jahr Glück wünschen.

Die Abhängigkeit der Elektronenemission von der Gasbeladung der Metalle.[1]

Von Rudolf Suhrmann.

Unterzieht man die älteren und einen großen Teil der in den letzten Jahren erschienenen lichtelektrischen und thermionischen Arbeiten einer kritischen Durchsicht, so bemerkt man bei vielen eine gewisse Unsicherheit der experimentellen Ergebnisse: Die lichtelektrischen Zellen zeigen ein Nachlassen ihrer Empfindlichkeit, die langwellige Grenze der Erregbarkeit ist kein konstanter festliegender Wert, sondern verschiebt sich je nach Behandlung des Metalles. Das selektive Maximum der Alkalimetalle wird bei demselben Metall an verschiedenen Stellen des Spektrums gefunden und ist manchmal vollständig verschwunden.

Ebenso zeigt die Thermionenemission, besonders wenn sie im weniger guten Vakuum vor sich geht, Unstetigkeiten und Widersprüche, was z. B. auch bei der Lektüre des von Richardson[2]) verfaßten Abschnittes über die „Glühelektroden" im Handbuch der Radiologie auffällt.

Diese Unstimmigkeiten werden beseitigt, wenn man als primär mitwirkenden Faktor bei der Emission von Elektronen die im Metall und auf seiner Oberfläche befindlichen Gasteilchen annimmt, die fördernd und hemmend auf die Abtrennung und die Menge der austretenden Elektronen einwirken können.

Über die Arbeiten, welche die Erforschung dieser Erscheinung zum Gegenstand haben, soll im folgenden berichtet werden, soweit sie geeignet erscheinen, zur Vervollständigung der gebildeten Anschauung beitragen zu können.

1. Der Gaseinfluß auf den normalen und selektiven lichtelektrischen Effekt.

Man unterscheidet bekanntlich je nach Art des Anstieges der lichtelektrischen Empfindlichkeitskurve zwei Arten von lichtelektrischem Effekt: den normalen und den selektiven, wobei unter dem „selektiven Effekt" die besonders stark elektronenfördernde Wirkung des senkrecht zum Metallspiegel, also parallel zur Einfallsebene schwingenden Vektors zu verstehen ist.[3]) Während sich der normale bei allen Metallen findet, tritt der selektive, soweit bis jetzt festgestellt, bei Elementen der Alkaligruppe und beim Barium auf, und ist an gewisse Bedingungen geknüpft, auf die weiter unten noch näher eingegangen werden soll.

Schon bei der Untersuchung normal empfindlicher Metalle mit unzerlegtem Lichte zeigte es sich, daß die Empfindlichkeit frisch geschabter Metalloberflächen beim Verbringen ins Vakuum zunächst anwächst und sich erst nach Überschreiten eines Höchstwertes allmählich verringert.[1]) Da auch die Art des umgebenden Gases von beträchtlichem Einfluß war, lag der Schluß nahe, die Lichtelektrizität durch möglichstes Entfernen des aufgenommenen Gases zum Verschwinden bringen zu können. In dieser Absicht von Wiedmann und Hallwachs[2]) unternommene Versuche führten auch insofern zum Erfolg, als die Empfindlichkeit von Kaliumzellen durch mehrfache Destillation im Vakuum auf 1 % des Anfangswertes herabgedrückt wurde. Auch die von Küstner[3]) durchgeführten Versuche, in denen Zink durch Schaben der Oberfläche von sogenannten reaktionsfähigen Gasen befreit werden sollte, ergaben eine starke Verminderung der lichtelektrisch ausgelösten Elektronen. Sie bauten sich auf einer Hypothese Fredenhagens[4]) auf, der annahm, daß zwischen dem Metall- und Gasatom durch Einwirkung des Lichtes eine chemische Reaktion vor sich geht, bei der Elektronen frei werden, ähnlich wie bei den Versuchen von Haber und Just[5]), die das Auftreten von Elektronen bei chemischen Prozessen beobachteten.

Diese Untersuchungen ließen jedoch noch nicht erkennen, in welcher Weise das Gas fördernd oder hemmend auf den Elektronenaustritt einwirkt; auch wurden sie vielfach angegriffen, da verschiedene Fehlerquellen, wie z. B. Wandladung und Oberflächenschichten eine störende Rolle gespielt haben konnten.

Einen wesentlichen Fortschritt in der Erkenntnis der Gaswirkung bedeuteten daher die von Kober und Sende begonnenen und von Simon[6])

---

[1]) Nach einem am 19. Februar 1923 im physikalischen Kolloquium der Universität Göttingen gehaltenen Vortrag.

[2]) O. W. Richardson, Glühelektroden, in Marx, Handb. d. Rad. IV.

[3]) R. Pohl und P. Pringsheim, Die lichtelektrischen Erscheinungen. Braunschweig 1914.

[1]) W. Hallwachs, Über die lichtelektrische Ermüdung, Ann. d. Phys. **23** (1907), S. 459.

[2]) G. Wiedmann und W. Hallwachs, Über die Abhängigkeit der Lichtelektrizität der Metalle vom Gas, insbesondere der Grund der starken Lichtelektrizität des Kaliums, Verh. d. D. Phys. Ges. **17** (1914), S. 107.

[3]) H. Küstner, Das Ausbleiben des lichtelektrischen Effektes frisch geschabter Zinkoberflächen beim völligen Ausschluß reaktionsfähiger Gase, Phys. Zeitschr. **15** (1917), S. 68.

[4]) K. Fredenhagen, Das Ausbleiben des lichtelektrischen Effektes frisch geschabter Metalloberflächen bei völligem Ausschluß reaktionsfähiger Gase, Phys. Zeitschr. **15** (1914), S. 65.

[5]) F. Haber und G. Just, Austritt negativer Ionen aus reagierenden Metallen, Ann. d. Phys. **30** (1909), S. 411.

[6]) K. G. Kober, Maximum der Lichtelektrizität als Funktion des Gasgehalts von Metall [W. Hallwachs,



zum Abschluß gebrachten Versuche an Platin, in denen ein vorzügliches Entgasungsverfahren ausgearbeitet und alle in Betracht kommenden Fehlerquellen beseitigt wurden. Simon benutzte eine innen versilberte Glaskugel von 20 cm Durchmesser. Sie trägt vorn ein Ansatzrohr mit Quarzplatte für den Lichteintritt, hinten an einem langen Ansatztubus einen eingeschliffenen Konus. Dieser hält mittels hindurchgeschmolzener Platinstifte zwei Kupferstäbe, die Träger der zu untersuchenden Platinfolie. Das letzterer gegenüberstehende Netz sitzt an einem Messingstab, welcher, durch Bernstein isoliert, in ein nach unten gerichtetes angeschmolzenes Rohr eingekittet ist; es dient zum Auffangen der Elektronen und ist mit dem Elektrometer verbunden.

Die Entgasung wird nun in folgender Weise vorgenommen. Zunächst läßt man die Anordnung im höchsten Vakuum bei dauerndem Gang der Pumpen und dauernder Kühlung des vorgelagerten U-Rohres mit fester CO_2 mehrere Tage stehen und erwärmt die Zellwandungen mittels heißer Asbestplatten, um sie möglichst weitgehend von okkludierten Gasen zu befreien. Dann glüht man das Platinblech elektrisch mit zunächst niedriger, später immer höherer Temperatur und zwar nur etwa 10 Sekunden lang hintereinander mit Zwischenräumen von 50 Sekunden. Hierdurch erreicht man, daß sich die Zuleitungen und die Zellwandungen nicht erwärmen, also auch keine Verunreinigungen von dem zu untersuchenden Metall aufgenommen werden können. Das Glühen in kurzen Zwischenräumen wird erleichtert durch Benutzung einer Kontaktuhr, die man sich in einfacher Weise durch Anlöten von Drähten an den Träger des Sekundenzeigers einer Weckeruhr selbst herstellen kann; eine Quecksilberrinne vermittelt den Kontakt. Verwendet man zum Evakuieren Quecksilberdampfstrahl- und Kondensationspumpen, und läßt man erstere durch Anwendung zweier Hähne auf ihr selbst geschaffenes Vorvakuum arbeiten, so kann man mit dieser Vorrichtung ohne Beaufsichtigung tagelang entgasen. Innerhalb der Zelle befindet sich eine geerdete Silberschicht, damit sich beim Glühen der Folie keine Wandladungen ansammeln.

Phys. Zeitschr. **16** (1915), S. 95]. — M. Sende und H. Simon, Lichtelektrizität als Funktion des Gasgehaltes, Ann. d. Phys. (4) **65** (1921), S. 697.

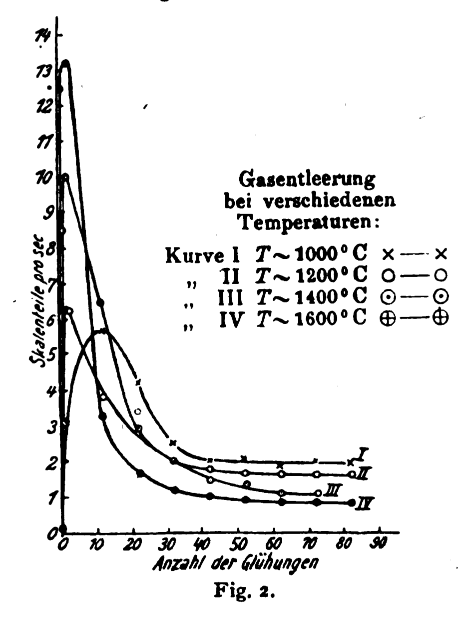


Fig. 2.

Das Ergebnis der erwähnten Untersuchungen wird in Fig. 1 veranschaulicht. Man sieht, daß die Lichtelektrizität beim Entgasen des Platins bis zu einem Maximum ansteigt, um dann steil abzufallen und sich allmählich einem Grenzwerte anzunähern. Die letzten Werte betragen 1 ‰ des Maximalwertes.

Das Maximum ist um so steiler und die Endwerte um so geringer, je höher die Entgasungstemperatur gewählt wird, wie Fig. 2 verdeutlicht. Diese Beobachtung legt die Anschauung nahe, dem absorbierten sowohl als auch dem auf der Metalloberfläche adhärierten Gase [1]) eine den

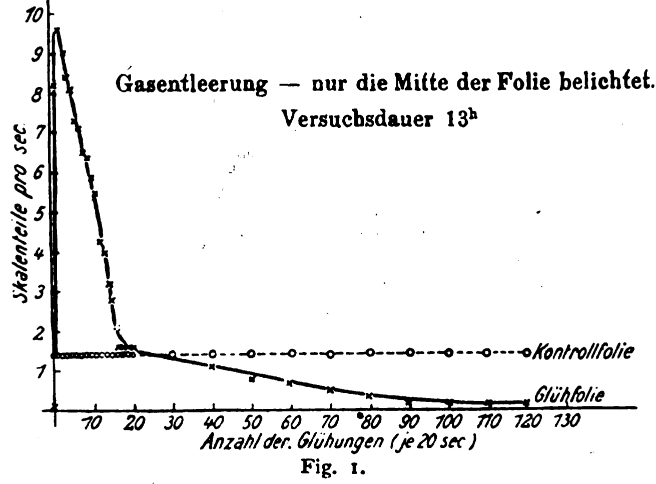


Fig. 1.

[1]) Daß es sich hier tatsächlich um Gaswirkung und nicht um Strukturveränderung durch Glühen handelt, zeigen demnächst zur Veröffentlichung gelangende Versuche des Verfassers, in denen mit dem lichtelektrischen Effekt zugleich der Widerstand und sein Temperaturkoeffizient gemessen wurden. Während sich die Lichtelektrizität auf dem aufsteigenden Ast befand, blieb der Widerstand konstant; nur an der äußersten Oberfläche der Folie ging also eine Veränderung vor sich. Während der kontinuierlichen Abnahme der Lichtelektrizität änderte sich die Struktur und damit der Widerstand, der über ein Maximum hinwegging bis zu einem Grenzwert. Nahm man die kristallinisch gewordene Folie aus dem Vakuum heraus und belud sie elektrolytisch mit Wasserstoff, so daß sich ihre Struktur nicht ändern konnte, so nahm die Lichtelektrizität wieder stark zu.

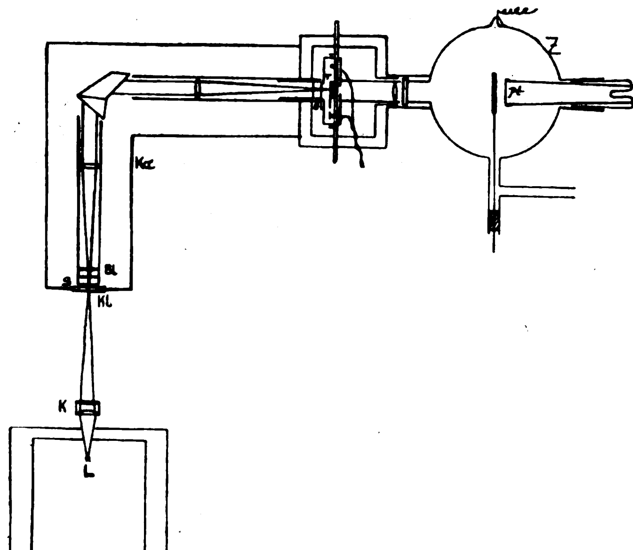


Fig. 3.

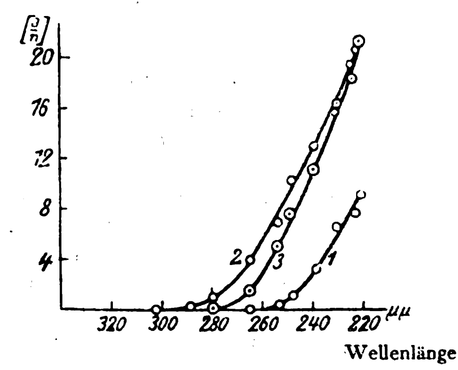
Elektronenaustritt beeinflussende Rolle zuzuschreiben. Die dem Metall aufgelagerte Oberflächenschicht hemmt den Elektronenaustritt, sie wird bei den anfänglichen Glühungen entfernt, um so gründlicher, je höher die Glühtemperatur ist. Die zwischen die Metallatome eingelagerten Gasmoleküle dagegen wirken befördernd auf die Elektronenabtrennung; sie entweichen erst bei längerem Erhitzen. Glüht man nun zn Anfang schwach, so ist die Oberflächenhaut erst nach mehrmaligem Glühen beseitigt; dabei wird jedesmal zugleich etwas vom absorbierten Gase ausgetrieben, so daß der entstehende Höchstwert der lichtelektrischen Empfindlichkeit nicht ganz die Größe des Maximums erreicht, das bei anfänglichem kräftigen Glühen auftritt, bei dem gleich das erstemal die hindernde Oberflächenschicht fast vollständig verschwindet.

Die experimentelle Festigung dieser Anschauung wird durch einige vom Verfasser an Platin unternommene Versuche[1]) gegeben, die mit spektral zerlegtem Licht einer Quarzquecksilberlampe unter thermoelektrischer Auswertung der einzelnen Linien und Ermittlung der Absorption des Lichtes in der Optik von der Thermosäule bis zur Platinfolie durchgeführt wurden. Die Anordnung war die in Fig. 3 dargestellte. Das Licht der Quarzlampe L wird in einem Ultraviolettmonochromator zerlegt und fällt entweder auf die Thermosäule T oder, wenn diese zur Seite geschoben ist, durch einen Spalt und einen Achromaten in die Zelle Z auf die Platinfolie Pt. Die Zelle hat 20 cm Durchmesser und ist innen mit einer geerdeten Versilberung versehen; sie ist so konstruiert, wie die von Simon verwendete.

[1]) R. Suhrmann, Rote Grenze und spektrale Verteilung der Lichtelektrizität des Platins in ihrer Abhängigkeit vom Gasgehalt, Ann. d. Phys. (4) **67** (1922), S. 43.

Die dem Metall aufgelagerte Oberflächenhaut muß besonders die langsamen Elektronen, die in ihr stecken bleiben, zurückhalten. Da nach dem Einsteinschen Gesetz $h \cdot \nu = \varepsilon \cdot V + k$ die Höchstenergien der austretenden Elektronen um so geringer sind, je langwelligeres Licht zu ihrer Auslösung benutzt wird, so ist anzunehmen, daß nach Verdampfen der Oberflächenschicht durch die anfänglichen Glühungen vor allem die langsamen Elektronen an Menge zunehmen, die rote Grenze sich also nach längeren Wellen verschiebt. Diese Folgerungen bestätigen die Versuche vollkommen (Fig. 4). Die rote Grenze schießt beim ersten Glühen von 260 $\mu\mu$ bis 300 $\mu\mu$ vor und rückt mit fortschreitender Entfernung der zwischen den Metallatomen eingelagerten Gasmoleküle wieder zurück bis ungefähr 270 $\mu\mu$, wie man aus Fig. 5 ersieht.

Noch deutlicher zeigt sich der Gaseinfluß auf die verschieden schnellen Elektronen, wenn man den Quotienten aus der Elektronenmenge bei günstigster Gasbeladung L_2 und der Elektronenmenge bei aufgelagerter Gasschicht L_1 bildet und



1. Lichtelektr. Empf. vor dem Glühen.
2. „ „ nach dem ersten Glühen.
3. „ „ nach weiterem Glühen.

Fig. 4.

entsprechend L_2/L_3, wobei L_3 die Menge der aus der entgasten Folie austretenden lichtelektrischen Elektronen bedeutet. Trägt man L_2/L_1 bzw. L_2/L_3 als Ordinaten, die Wellenlängen als Abszissen auf, so erhält man die in Fig. 6 gezeigten Kurven. Die Kurve der Anstiegsverhältnisse L_2/L_1 zeigt, daß beim Beseitigen der Oberflächenhaut durch das erste Glühen die Zahl der austretenden Elektronen im Roten sehr stark zunimmt, im Ultravioletten um so weniger anwächst, je kurzwelliger das auslösende Licht ist, da die schnellen Elektronen durch die vorher aufgelagerte Gashaut nicht festgehalten wurden. Man hat offenbar den Eindruck, daß diese Gasschicht in dem Gebiet, in welchem die reinen Gase lichtelektrisch empfindlich sind, also etwa 180 $\mu\mu$, nicht mehr hindernd

auf die Elektronen einwirkt, so steil senkt sich die Kurve herab.

Ganz das Gegenteil ist bei der Kurve der Abnahmeverhältnisse L_2/L_3 der Fall. Auch hier

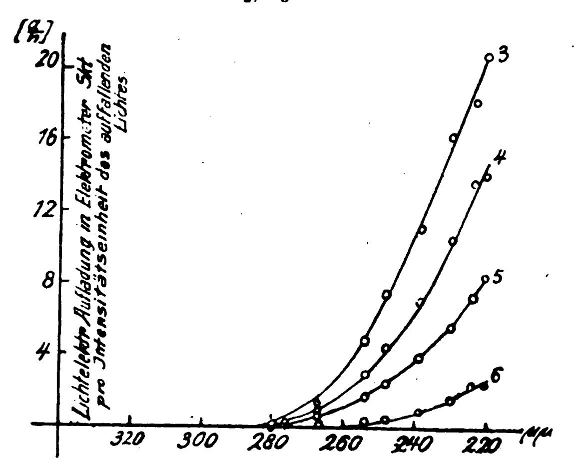


Fig. 5. Verminderung der lichtelektrischen Elektronenemission mit der Entgasung.

wirkt die Gasabnahme am meisten im langwelligen Gebiet, denn die langsamen mit geringer Erstenergie begabten Elektronen bedürfen ganz besonders der zwischen Metall- und Gasatomen

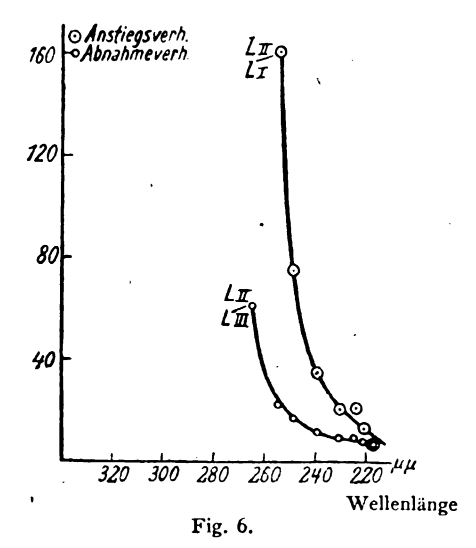


Fig. 6.

wirkenden, die Abspaltung von Elektronen begünstigenden Kräfte. Allerdings in dem Maße, wie die Menge der langsamen Elektronen zunahm bei Beseitigung der Gasschicht, nimmt sie bei Verminderung der inneren Gasbeladung nicht ab, denn jetzt werden auch die Elektronen von geringer Erstenergie nicht mehr durch eine aufgelagerte Gashaut am Austreten verhindert. Das Fehlen der von den Gasteilchen ausgeübten Kräfte macht sich um so gleichmäßiger bemerkbar, je kurzwelliger das auslösende Licht ist, d. h. die Kurve der Werte L_2/L_3 senkt sich um so langsamer, je weiter sie ins Ultraviolett verfolgt wird. Dies können wir uns so deuten: Die an das Atom gebundenen Elektronen sind um so seltener den von den Gasteilchen ausgeübten Kräften ausgesetzt, je näher sie dem Atomzentrum liegen, je größer also die Schwingungszahl des auslösenden Lichtes ist. Würde man die Abnahmeverhältnisse bei verschiedenen Metallen untersuchen, so könnte man vielleicht aus dem Verlauf der Kurve angeben, wie verschieden tief bei den einzelnen Metallen die von den Gasteilchen herrührenden Kräfte ins Innere des Metallatoms eingreifen. Es wäre denkbar, daß sich die Kurve der Abnahmeverhältnisse um so langsamer der Wellenlängenabszisse annähert, je heftiger das betreffende Metall Gase absorbiert.

Im vorliegenden Fall, bei Platin, erreicht das Abnahmeverhältnis L_2/L_3 den Wert 1, der besagen würde, daß die Lichtelektrizität vor und nach der Entgasung dieselbe ist, daß sich also ein Gaseinfluß auf die Menge der Elektronen nicht mehr bemerkbar machte, selbst bei etwa 180 bis 150 $\mu\mu$ dem Gebiet der Lichtelektrizität der reinen Gase, noch nicht; er liegt vermutlich im Röntgengebiet.

Während der normale lichtelektrische Effekt zwar im hohen Grade durch die Gegenwart absorbierter Gase begünstigt, aber vermutlich nicht ausschließlich durch diese bedingt wird, ist der selektive Effekt wohl ohne eine Veränderung der Metalloberfläche durch Gase nicht denkbar.

Die Eigenschaften selektiver Metalle haben Pohl und Pringsheim in zahlreichen Arbeiten untersucht. Aus ihren und den Arbeiten Wiedmanns und Millikans läßt sich über das Auftreten selektiver Maxima folgendes Bild gewinnen.

Hat man ein Metall, das geeignet ist, ein selektives Maximum im sichtbaren oder ultravioletten Gebiet zu bilden, im besten Vakuum in sorgfältig von Gashäuten befreiten Glasgefäßen destilliert oder durch Schaben mit neuer Oberfläche versehen, so erhält man zunächst ein normales lichtelektrisches Verhalten. Erst mit der Zeit infolge der unvermeidlichen Kittungen oder Schliffe bildet sich ein selektives Maximum aus. Dies kann beschleunigt werden durch Einleiten von Wasserstoff oder Hindurchsenden von Glimmentladungen, es braucht aber um so längere Zeit zum Hervortreten, je sorgfältiger man diese und die Gegenwart von Dämpfen vermeidet. Diese Anschauung wird bestätigt durch die Versuche von Wiedmann[1]), der Kalium durch sorgfältigstes Destillieren von Gasen befreite und vollständiges Verschwinden des

[1]) G. Wiedmann, Der Einfluß verschiedener Gase auf die Lichtelektrizität des Kaliums, Verh. d. D. Phys. Ges. **18** (1916), S. 333.

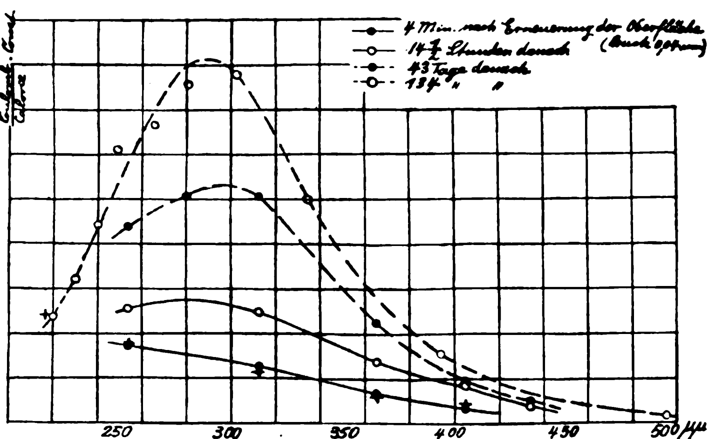


Fig. 7.

Maximums erhielt, das erst durch Einlassen von Wasserstoff oder durch Glimmentladungen wieder zum Hervortreten gebracht werden konnte.

Millikan[1]) schabte Lithium und beobachtete zunächst einen normalen Anstieg der lichtelektrischen Empfindlichkeitskurve (Fig. 7). Nach 14 Stunden bemerkte er bei einem Gasdruck von 0,04 mm die erste Andeutung des selektiven Maximums, das nach 134 Tagen eine beträchtliche Höhe erreicht hatte. Er benutzte dabei, ebenso wie Wiedmann, spektral zerlegtes natürliches Licht, was zum Nachweise des selektiven Effektes zulässig ist, wenn er bei schräger Inzidenz an einer spiegelnden oder bei beliebiger an einer rauhen Oberfläche vorgenommen wird.[2])

Aus diesen Versuchen dürfte man den Schluß ziehen, daß die Metalle bei frisch hergestellten oder durch lang andauernde Destillation erhaltenen Oberflächen alle normal sind, und erst eine gewisse Veränderung der Oberfläche, die durch die Gegenwart von Gasen, insbesondere von Wasserstoff, begünstigt wird, den selektiven Effekt hervorruft. Das selektive Maximum wird also ausschließlich durch die Oberflächenbeschaffenheit bedingt.

Auch das Auftreten des durch besondere optische Eigenschaften, Reflexions- bzw. Absorptionsvermögen der Metalloberfläche bei Al, Mg und Ca vorgetäuschten Maximums ist nach den Versuchen von Pohl und Pringsheim[1]) und den oben geschilderten des Verfassers an Platin gut durch den Gaseinfluß zu deuten. Die beiden Forscher bekamen bei destilliertem Al und Mg zuerst einen normalen Anstieg und geringe Empfindlichkeit, die mit der Zeit durch Gasaufnahme anwuchs, da das Vakuum vermutlich noch meßbar war, und auch die vorhandenen Glas- und Metallteile Gase abgeben konnten. Mit der Zunahme der Gasabsorption bildete sich ein Maximum aus, zugleich verschob sich die rote Grenze ins sichtbare Gebiet; erst allmählich nahm die Empfindlichkeit wieder ab, was durch Ermüdung, d. h. durch Ausbildung der hindernden Oberflächenschicht zu erklären ist. Ganz analog liegen die Verhältnisse bei Ca.

[1]) R. A. Millikan und W. H. Souder, Experimental evidence for the essential identity of the selective and normal photo-electric effects, Proc. Nat. Acad. 2 (1916), S. 19.

[2]) R. Pohl und P. Pringsheim, Die lichtelektrischen Erscheinungen. Braunschweig 1914.

2. Die Beeinflussung der Thermionenemission durch die äußere und innere Gasbeladung der Metalle.

Sind der normale und selektive lichtelektrische Effekt in hohem Grade dem Gaseinfluß unterworfen, so ist ein primärer Einfluß des absorbierten Gases auch auf die Menge der beim Glühen eines Körpers emittierten Thermionen zu erwarten.

Erhitzt man ein Metall zunächst bis zur Rotglut, so treten positive Ionen aus, und erst bei höherer Temperatur macht sich die Emission von Elektronen bemerkbar. Der positive Ionenstrom nimmt mit der Zeit nach einer Exponentialfunktion ab und ist je nach der Vorbehandlung des Glühdrahtes nach einigen Stunden nicht mehr meßbar. Der bei höherer Temperatur einsetzende negative Strom dagegen dauert an und ist bezüglich seiner Temperaturabhängigkeit der von Richardson[1]) aufgestellten Beziehung unterworfen:

$$N = \frac{i}{\varepsilon \cdot S} = A \cdot \sqrt{T} \cdot e^{-\frac{b}{T}}$$

oder

$$N = n \cdot \sqrt{\frac{R}{2 m \pi}} \cdot \sqrt{T} \cdot e^{-\frac{W}{T}}.$$

Hierbei bedeutet:

- N die Zahl der aus der Einheitsfläche pro Sekunde austretenden Elektronen.
- i die Thermionenstromstärke in Ampere.
- ε die Einheitsladung $= 15{,}91 \cdot 10^{-20}$ Coulomb.
- S die Oberfläche des Glühdrahtes.
- T die absolute Temperatur.
- R die Gaskonstante, bezogen auf ein Elektron.
- m die Masse des Elektrons.
- W die Austrittsarbeit, die späterhin in Volt umgerechnet mit φ bezeichnet werden soll.

A und b sind die Richardsonkonstanten, von denen A proportional ist der Zahl der im cm³ dissoziierten freien Elektronen, b proportional der Austrittsarbeit W, die ein Elektron leisten muß, um die Metalloberfläche verlassen zu können.

[1]) O. W. Richardson, Glühelektroden, in Marx, Handb. der Rad. IV.

Die beiden Konstanten lassen sich aus den entsprechenden Messungen leicht ermitteln: Man logarithmiert

$$\log N - \tfrac{1}{2} \log T = - b \cdot \log e \cdot \frac{1}{T} + \log A .$$

Trägt man $\log N - \frac{1}{2} \cdot \log T$ als Ordinate, $1/T$ als Abszisse in ein Koordinatensystem ein, so ergibt sich eine Gerade, aus deren Neigung und Abschnitt auf der y-Achse b und A und damit W und n berechnet werden können. Bei der Anwendung der Richardsongleichung handelt es sich um Sättigungsströme, bei denen also eine Vergrößerung des Anodenpotentials eine Steigerung der gemessenen Emission nicht mehr zur Folge hat. Bevor Sättigung erreicht ist, hängt der bis zur Anode gelangende Elektronenstrom i vom Abstand x und dem Potential V der Anode nach der von Langmuir[1]) und Schottky[2]) aufgestellten Raumladungsgleichung

$$i = \frac{\sqrt{2 \frac{\varepsilon}{m}}}{9 \pi} \cdot \frac{V^{3/2}}{x^2}$$

ab, die man ebenfalls durch Logarithmieren leicht nachprüfen kann, da

$$\log i = K + \tfrac{3}{2} \cdot \log V$$

ist; falls x konstant bleibt, erhält man eine Gerade mit der Neigung $\frac{3}{2}$. Der Raumladungsstrom ist also unabhängig von der Temperatur und wird nur vom Anodenpotential beeinflußt.

Was den positiven Ionenstrom anbelangt, so dürfte dieser durch das Abdampfen der oben erwähnten auf dem Metall sitzenden Oberflächenschicht zustande kommen, worauf seine Zusammensetzung aus Gas- und Metallionen[3]) hindeutet; lichtelektrisch ließe sich das leicht nachprüfen, doch sind Versuche in dieser Richtung noch nicht gemacht worden.

Während also die Oberflächenhaut vermutlich die Ursache des positiven Ionenstromes ist, beeinflußt die innere Gasbeladung vor allem den negativen Elektronenstrom. Die ersten Versuche hierüber sind von Wilson und Pring und Parker[4]) angestellt worden; doch da sie nicht im guten Vakuum vorgenommen wurden, und auch andere Fehlerquellen eine Rolle gespielt haben konnten, waren ihre Ergebnisse nicht stichhaltig. Die ersten Messungen im guten Vakuum rühren von Fredenhagen[1]) her, der bei K, Na, Pt und Oxydkathoden eine Abnahme der Emission durch Destillation bzw. längeres Glühen erhielt und auf Grund seiner Untersuchungen die Theorie aufstellte, daß chemische Reaktionen zwischen Metall und Gas die Thermionenemission hervorriefen.

Diese Hypothese fand zunächst starken Anklang. Als jedoch die Langmuirschen Raumladungsuntersuchungen bekannt wurden, und Richardson[2]) festgestellt hatte, daß die Emission eines vorher im Vakuum stark geglühten Wolframdrahtes eine rein thermische Eigenschaft ist und nichts mit einer chemischen Wirkung gemein hat, zweifelte man die Messungen Fredenhagens an und vermutete, daß Wandladung, Raumladung und Oberflächenschichten die Emission im Verlauf der Versuche herabgedrückt und seine Ergebnisse verunstaltet hätten.

Inzwischen wurde durch die Versuche im Dresdener Institut der Einfluß absorbierter Gase auf die Lichtelektrizität sichergestellt, so daß es lohnend erschien, auf Grund der Erfahrungen auf lichtelektrischem Gebiete jene Versuche, die den Einfluß der Entgasung auf die Thermionenemission zum Gegenstand hatten, wieder aufzunehmen[3]) unter Berücksichtigung aller gegen Fredenhagen gemachten Einwände. Erfolg versprechend war dies auch deshalb, weil durch theoretische Überlegungen A. Beckers[4]) der Zusammenhang zwischen Glüh- und Photoelektronen begründet war. Beckers Theorie ergab, daß die lichtelektrische Emission nach einer Beziehung ähnlich der von Richardson für Glühelektroden aufgestellten von der Temperatur des bestrahlenden schwarzen Körpers abhängen müßte; sie wurde während meiner Versuche durch Bergwitz[5]) experimentell bestätigt.

Als Zelle kam die schon früher erwähnte zur Anwendung, in welcher der Glühkathode gegenüber ein Kupferoxydnetz angebracht war, an dem das über ein Galvanometer geführte positive Potential lag. Neben dem Thermionenstrom wurde

---

[1]) I. Langmuir, Thermionenströme im hohen Vakuum, I. Wirkung der Raumladung, Phys. Zeitschr. **15** (1914), S. 348.

[2]) W. Schottky, Die Wirkung der Raumladung auf Thermionenströme im hohen Vakuum, Phys. Zeitschr. **15** (1914), S. 526.

[3]) W. Hüttemann, Über die Emission von Elektronen und positiven Ionen an glühenden Drähten, Ann. d. Phys. **52** (1917), S. 816.

[4]) O. W. Richardson, Glühelektroden, in Marx, Handb. d. Rad. IV.

[1]) K. Fredenhagen, Die Abgabe negativer Elektronen von erhitzten Metallen, Verh. d. D. Phys. Ges. **14** (1912), S. 386.

[2]) O. W. Richardson, Die Emission von Elektronen seitens des Wolframs bei hohen Temperaturen; ein experimenteller Beweis dafür, daß der elektrische Strom in Metallen von Elektronen getragen wird, Phys. Zeitschr. **14** (1913), S. 793.

[3]) R. Suhrmann, Der Einfluß der Gasbeladung auf die thermische und lichtelektriche Elektronenemission des Platins und des Tantals, Zeitschr. f. Phys. **13** (1923), S. 17.

[4]) A. Becker, Vergleich der lichtelektrischen und thermischen Elektronenemission, Ann. d. Phys. **60** (1919), S. 30.

[5]) K. Bergwitz, Abhängigkeit des Photostromes von der Temperatur der Lichtquelle, Verh. d. D. Phys. Ges. (3) **3** (1922, Nr. 1), S. 25.

die lichtelektrische Emission gemessen. In diesem Fall war das Netz mit einem Quadrantelektrometer verbunden.

Von Zeit zu Zeit ermittelte man die Abhängigkeit der Folientemperatur von der Glühstromstärke und stellte bei der Thermionenmessung auf letztere ein. Die Entgasung wurde in der geschilderten Weise vorgenommen, sie dehnte sich bei großer Gasleere der Folie auf mehrere Tage aus. Als Kathodenbleche dienten Platin- und Tantalfolien.

Bei Thermionenmessungen mit weniger entgasten Folien ist es bei dauerndem Glühen infolge der austretenden Gase verhältnismäßig schwer, Sättigung durch Veränderung des Potentials zu erreichen. Man glühte deshalb nur etwa 15 Sekunden, maß währenddem an dem Zeigergalvanometer mit fast aperiodischer Dämpfung die Emission und wartete bis zur nächsten Messung zwei und mehr Minuten, damit die vorzüglich arbeitenden Hochvakuumpumpen wieder vollständige Gasleere herstellen konnten. Dadurch erreichte man Sättigungswerte auch bei starker Gasbeladung, wie Fig. 8 zeigt.

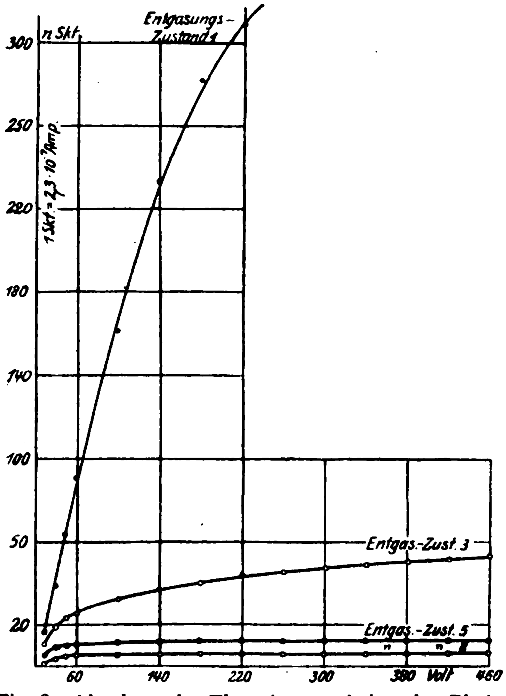


Fig. 8. Abnahme der Thermionenemission des Platins bei $T = 1534^0$ abs. mit der Entgasung.

Die Temperatur ist jedesmal bei allen Kurven dieselbe. Je mehr die Folie entgast ist, um so früher biegen sie um, da dann keine Zerstreuung des Elektronenstromes durch Reflexion an den zugleich austretenden Gasionen mehr stattfindet. Die Sättigungswerte sind mit zunehmender Entgasung immer niedriger gelegen. Ebenso wie die Thermionenströme vermindert sich auch die lichtelektrische Emission mit fortschreitender Entgasung.

Aber nicht nur in den Sättigungswerten, auch in den Langmuirschen Raumladungsmaximalströmen macht sich der Entgasungszustand bemerkbar. Nach der Theorie müßten diese für dasselbe angelegte Potential alle denselben Wert haben, wenn die geometrischen Verhältnisse ungeändert blieben. Wie man jedoch aus Fig. 9 ersieht, ist dies nicht der Fall, sondern die Kurven sind mehr oder weniger weit mit zunehmender Entgasung zu kleineren, mit gesteigerter Temperatur zn größeren Werten gegeneinander verschoben.

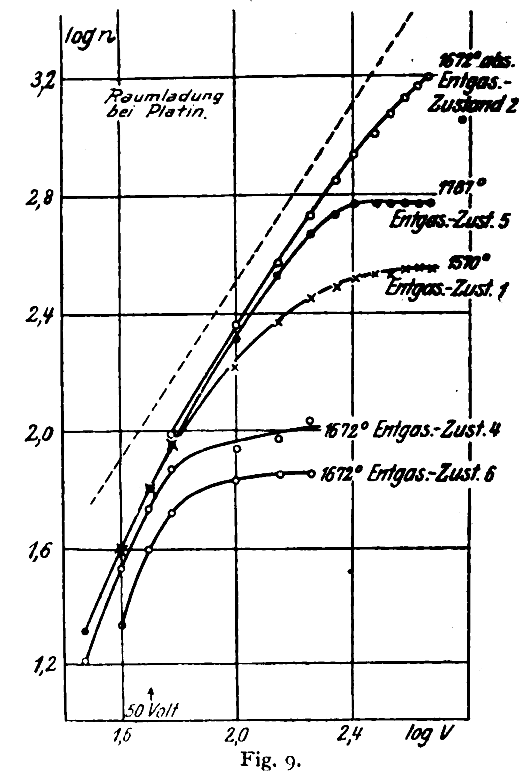


Fig. 9.

Solche Verschiebungen bezüglich der Temperatur sind auch von anderen Beobachtern[1]) erhalten worden, haben aber bisher keine befriedigende Erklärung gefunden. Eine Deutungsmöglichkeit ist die folgende: Aus der glühenden Metallfolie treten schwere negative Ionen aus, welche die nachfolgenden Ionen bremsen, so daß eine Ansammlung von negativen Ionen in einigem Abstande vor der Glühkathode zustande kommt. In ihnen bleiben die nachdrängenden Elektronen stecken und bilden das von Schottky schon angenommene Potentialminimum, an dem $\frac{dV}{dx} = 0$

[1]) W. Germershausen, Über die Elektronenemission des Kalziumoxyds in Gasen und im extremen Vakuum, Ann. d. Phys. 51 (1916), S. 847.



wird. Infolgedessen muß für den Abstand der Anode von der Glühkathode nicht x, sondern $x - \Delta x$ in die Raumladungsformel eingeführt werden; denn diese wird abgeleitet unter der Annahme, daß im Abstande $x \; \frac{dV}{dx} = 0$ ist. Sie würde also lauten:

$$i = \frac{c}{(x - \Delta x)^2} \cdot V^{3/2}.$$

Nun ist bei der stärker entgasten Folie Δx, der Abstand der negativen Ionenansammlung klein, daher i ebenfalls klein, also müssen die Raumladungsgeraden mit zunehmender Entgasung zu kleineren Werten verschoben sein. Andrerseits muß bei demselben Entgasungszustand Temperaturerhöhung die Ionenansammlung weiter vortreiben, Δx vergrößern und damit i anwachsen lassen.

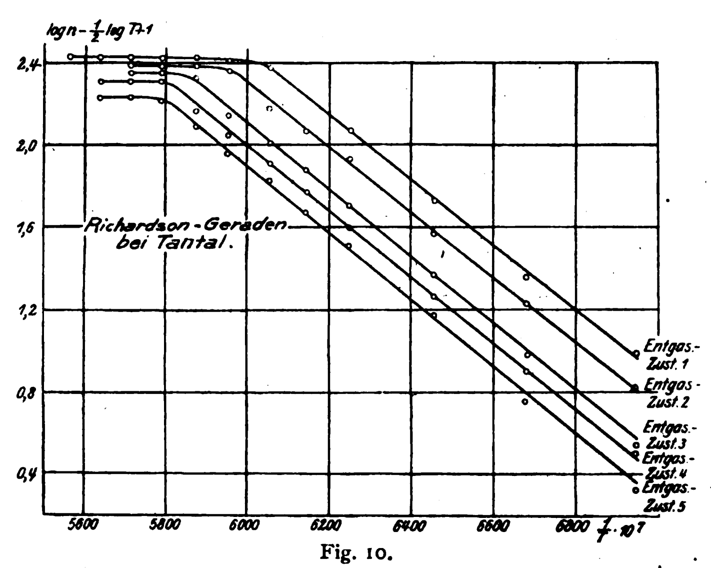


Fig. 10.

Die Richtigkeit dieser Überlegungen zeigen Fig. 9 und die Raumladungskurven Germershausens, der die Raumladungsmaximalströme derselben Glühkathode in vorgeschrittener Entgasung bei verschiedenen Temperaturen maß.

Schließlich kann man auch den Nachweis, daß sich negative Ionen vor der Glühkathode anstauen, erbringen, indem man nach dem Aufhören des Glühens lichtelektrische Elektronen hindurchschickt. Man erhält dann eine mit der Zeit abklingende Kurve, die sich nach etwa $1^1/_2$ Stunden einem konstanten Werte angenähert hat. Je schwächer gasbeladen die Folie ist, desto niedriger liegt der Anfangswert, und desto früher ist der konstante Wert erreicht. Eine Druckerhöhung in der Anordnung gibt die Erscheinung nicht.

3. Die Art der Gaseinwirkung.

Wir haben bisher nur den Einfluß der Gasbeladung auf die Menge der emittierten Elektronen betrachtet, wissen aber noch nicht, warum deren Zahl durch die Entgasung so stark herabgesetzt wird. Lichtelektrisch läßt sich hierüber nicht allzuviel sagen, da die Theorie des lichtelektrischen Effekts noch verhältnismäßig wenig durchgearbeitet ist. Anders dagegen bei der thermionischen Elektronenemission, bei der die Richardsongleichung uns Anhaltspunkte geben kann, welche Funktion den im Metall absorbierten Gasen bei der Elektronenemission zukommt. Um hierüber Klarheit zu erlangen, nahm der Verfasser[1]) während einzelner Entgasungszustände auch die Abhängigkeit der Emission von der Temperatur auf und erhielt die folgenden Richardsongeraden (Fig. 10) für Tantal und ähnliche für Platin. Man erkennt, daß die Gleichung in allen Entgasungszuständen erfüllt wird, und daß sich die Geraden bei beiden Metallen nahezu parallel mit fortschreitender Entgasung zu kleineren Werten verschieben. Demnach ist die beträchtliche Verminderung der Elektronenemission mit der Entgasung nicht auf Verkleinerung der Austrittsarbeit, sondern hauptsächlich auf Abnahme der Zahl freier Elektronen im Metall zurückzuführen.

Berechnet man aus der Lage der Punkte nach der Methode der kleinsten Quadrate diese beiden Größen, beziehentlich die ihnen proportionalen Konstanten b und A der Richardsongleichung, so erhält man die in den folgenden Tabellen angegebenen Werte:

Tabelle 1. Platin.

Entgasungszustand	A	b	φ in Volt
4	$4{,}76 \cdot 10^{27}$	$5{,}791 \cdot 10^4$	4,987
6	$1{,}78 \cdot 10^{26}$	$5{,}311 \cdot 10^4$	4,573
9	$7{,}64 \cdot 10^{25}$	$5{,}302 \cdot 10^4$	4,565
Mittel aus 6 u. 9		$5{,}306 \cdot 10^4$	4,569

Tabelle 2. Tantal.

Entgasungszustand	A	b	φ in Volt
1	$7{,}47 \cdot 10^{23}$	$3{,}78 \cdot 10^4$	3,26
2	$1{,}48 \cdot 10^{23}$	$3{,}59 \cdot 10^4$	3,09
3	$3{,}36 \cdot 10^{23}$	$3{,}80 \cdot 10^4$	3,27
4	$8{,}22 \cdot 10^{22}$	$3{,}61 \cdot 10^4$	3,11
5	$2{,}27 \cdot 10^{22}$	$3{,}43 \cdot 10^4$	2,96
Mittel		$3{,}64 \cdot 10^4$	3,14

[1]) R. Suhrmann, Der Einfluß der Gasbeladung auf die thermische und lichtelektrische Elektronenemission des Platins und des Tantals, Ztschr. f. Phys. **13** (1923), S. 17.

Die Austrittsarbeit φ ist für Tantal konstant geblieben; bei Platin hat sie sich nur um wenige Zehntel Volt zu Anfang vermindert; vermutlich war im Entgasungszustand 4 die Oberflächenschicht noch nicht völlig beseitigt. Das Mittel aus den Werten für den 6. und 9. Entgasungszustand ergibt für entgastes Platin $\varphi = 4{,}569$ Volt.

Berechnet man nun andererseits aus der für entgastes Platin gefundenen roten Grenze[1]) von 270 $\mu\mu$ die Austrittsarbeit nach der Beziehung

$$\varphi \cdot \varepsilon = h \cdot \nu_0$$

wobei ε die Einheitsladung, h die Plancksche Konstante und ν_0 die Schwingungszahl der roten Grenze bedeutet, so erhält man $\varphi = 4{,}57$ Volt, also eine überraschende Übereinstimmung. Dadurch, daß die Austrittsarbeit konstant bleibt, ist zugleich der Einwand Langmuirs entkräftet, der annahm, daß sich in den Fällen, in welchen ein Einfluß der Entgasung auf die Emission bemerkt wurde, auf dem Glühdraht Oberflächenschichten ausgebildet hätten. Die große Elektronenemission der wenig entgasten Folie ist also offenbar auf die Vergrößerung der Zahl freier Elektronen durch die Gasbeladung zurückzuführen. Sie ist auch nicht vorgetäuscht durch zu Anfang mitgemessene negative Gasionen, denn dann wären die Raumladungsmaximalströme

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon}{m}} \cdot \frac{V^{3/2}}{x^2}$$

bei der wenig entgasten Folie kleiner wie bei der gasarmen wegen des kleinen ε/m der Gasionen. Da gerade das Gegenteil der Fall ist, muß der Dissoziationszustand der freien Elektronen im Metall selbst durch die absorbierten Gase erhöht werden. Als weiteren Beweis für die Richtigkeit dieser Anschauung kann man eine vor kurzem in den physikalischen Berichten referierte Arbeit von R. M. Holmes[2]) ansehen, der die Veränderung der Thermokraft mit der Entgasung bei Palladium untersuchte und fand, daß sie so vor sich geht, als wenn die Elektronendichte im Palladium durch die Wasserstoffbeladung erhöht würde.

4. Der Einfluß der äußeren und inneren Gasbeladung auf andere Arten der Elektronenemission.

Da die Zahl der freien Elektronen im Metall durch Gasabsorption vergrößert wird, müssen alle Vorgänge, die zum Dissoziationszustand der freien Elektronen in Beziehung stehen, durch die Entgasung beeinflußt werden.

So unterliegt z. B. der von Lilienfeld und Rother untersuchte autoelektronische Effekt, bei dem zwischen zwei Elektroden im hohen Vakuum Elektronenübergang unter dem Einfluß starker Felder stattfindet, dem Entgasungszustand der Elektroden, wie Herr Lilienfeld dem Verfasser auf der Leipziger Naturforscher-Versammlung auf eine diesbezügliche Frage mitteilte[1]); quantitative Untersuchungen in dieser Richtung sind noch nicht angestellt worden.

Ferner zeigte Janitzky[2]) vor kurzem, daß in Vakuumröhren, in denen eine Elektrode entgast wird, diese zuerst die Eigenschaft, als Anode zu dienen, verliert, und späterhin auch nicht mehr als Kathode verwendet werden kann. Die letztere Feststellung läßt sich mit der durch die Entgasung erzielten Verminderung der Zahl dissoziationsfähiger Elektronen deuten, da nun keine die Entladung in Gang setzenden Elektronen mehr abgegeben werden können.[3])

Ebenso wird auch die durch Bombardement mit α-Strahlen erzeugte Sekundärstrahlung durch den Gasgehalt begünstigt, wie Pound und Mc Lennan[4]) festgestellt haben. Aber nicht nur die Emissionsvorgänge, auch das thermische und elektrische Leitvermögen, die Thermokraft und das Kontaktpotential müssen nach dem oben Mitgeteilten dem Gaseinfluß unterliegen.

5. Das wirkende Gas.

Das Gas, welches die Vergrößerung des Dissoziationszustandes der Elektronen bewirkt, ist höchst wahrscheinlich in den meisten Fällen der Wasserstoff.[5]) Doch auch andere Gase können begünstigend oder hemmend eingreifen; dies zeigt der von Pohl und Pringsheim[6]) gefundene und

1) R. Suhrmann, Rote Grenze und spektrale Verteilung der Lichtelektrizität des Platins in ihrer Abhängigkeit vom Gasgehalt, Ann. d. Phys. (4) **67** (1922), S. 43.

2) R. M. Holmes, The effect of absorbed hydrogen on the thermoelectric properties of palladium, Science (N. S.) **56** (1922), S. 201.

1) J. E. Lilienfeld, Die Röntgenstrahlung der Kathode bei der autoelektronischen Entladung, Phys. Ztschr. **23** (1922), S. 510.

2) A. Janitzky, Über die Abhängigkeit der Entladung von dem Entgasungszustande der Elektroden, Ztschr. f. Phys. **11** (1922), S. 22.

3) Es zeigt sich hier offenbar derselbe Parallelismus zwischen Vakuumentladung und Lichtelektrizität, wie ihn H. Dember seinerzeit [Ann. d. Phys. **20** (1906), S. 379] für Kathodengefälle und lichtelektrische Empfindlichkeit von Alkalimetallen in Edelgasen auffand.

4) V. E. Pound, On the secondary rays excited by the α rays from polonium, Phil. Mag. **23** (1912), S. 813; **24** (1912), S. 401. — J. C. Mc Lennan and C. G. Found, On the δ radiation emitted by zinc when bombarded by α rays, Phil. Mag. **30** (1915), S. 491.

5) E. Gehrcke und L. Janicki, Die Abhängigkeit des photoelektrischen Aufladepotentials vom Material, Ann. d. Phys. (4) **47** (1915), S. 679. — F. Krüger, Über den Parallelismus von lichtelektrischer Empfindlichkeit und Volta-Effekt, Ztschr. f. Elektrochem. **22** (1916), S. 365.

6) R. Pohl und P. Pringsheim, Die lichtelektrischen Erscheinungen. Braunschweig 1914.

von Wiedmann[1]) bestätigte Einfluß des Sauerstoffs auf das selektive Maximum des Kaliums und ferner die Untersuchung Krügers[2]) über den Einfluß der Kontaktgifte auf die Lichtelektrizität.

Die Arbeiten Langmuirs[3]) über das Verhalten der Thermionenströme in verschiedenen Restgasen können hier insofern nicht herangezogen werden, als man dabei mit Oberflächenveränderungen und Ionisation rechnen muß, und die entscheidende Rolle nach den obigen Ausführungen der inneren Gasbeladung zufällt. Man würde also, um hier schlüssige Ergebnisse zu erhalten, am besten Metalle, die andere Gase als Wasserstoff absorbieren, durch Entgasen im Vakuum studieren und sie darauf, nachdem man sie wieder mit den von ihnen absorbierten Gasen beladen hat, einer erneuten Untersuchung unterziehen.

1) G. Wiedmann, Entwicklung der normalen und selektiven Lichtelektrizität seit 1914, Jahrb. d. Rad. **14** (1922), S. 112.

2) F. Krüger und E. Taege, Über den Einfluß von Katalysatorgiften auf die lichtelektrische Empfindlichkeit des Platins, Zeitschr. f. Elektrochem. **21** (1915), S. 562.

3) I. Langmuir, Thermionenströme im hohen Vakuum. II. Die Elektronenemission seitens des Wolframs und die Wirkung von Gasresten, Phys. Ztschr. **15** (1914), S. 516.

Zusammenfassung.

Zusammenfassend kann man den Einfluß okkludierter Gase auf die Elektronenemission der Metalle etwa so darstellen. Die auf der Metalloberfläche adsorbierten Gase hemmen den Austritt namentlich der langsamen Elektronen und vergrößern die Austrittsarbeit; die im Metallinnern absorbierten dagegen wirken fördernd auf die Emission ein, indem sie die Zahl der freien Elektronen, d. h. der bei Belichtung, Erhitzung, Elektronenbombardement oder unter dem Einfluß hoher Felder sich vom Atom loslösender Elektronen vergrößert. Das hauptsächlich wirkende Gas ist wohl der Wasserstoff, doch ist auch anderen Gasen eine primäre Beeinflussung der Elektronenemission nach den wenigen bisher vorliegenden Versuchen nicht abzusprechen.

(Eingegangen am 26. März 1923.)

Originalmitteilungen.

Die Anzahl der Eigenfrequenzen im Zwischenkreisröhrensender.

Von
Hans Rukop und Isolde Hausser-Ganswindt.

Bezeichnungen:

L Selbstinduktion,
C Kapazität,
R Widerstand,
ϱ Widerstand, bzw. innerer Wechselstromwiderstand eines Generators,
λ Wellenlänge,
n Frequenz,
$T = 1/n$ Periodendauer,
k kürzere } Kopplungswelle,
l längere } Kopplungswelle,
δ log. Dekrement.

Der Zwischenkreisröhrensender, auch gekoppelter Röhrensender genannt, ist in der Literatur oft behandelt worden. Es sei auf die Abhandlungen von E. Hazeltine[1]), J. S. Townsend[2]), H. G. Möller[3]), W. Seitz[4]), F. Harms[5]), M. Wien und H. Vogel[1]), K. Heegner[2]), G. Glage und A. Edler[3]), W. Burstyn[4]), W. Rogowski[5]), H. Pauli[6]), H. Rukop und I. Hausser-Ganswindt[7]), B. van der Pol[8]), H. Niebauer[9]) hingewiesen. Es ist allgemein bekannt, daß der Zwischenkreisröhrensender je nach der Rückkopplungsart Zieherscheinungen zeigt und zwei leicht umspringende Eigenwellen besitzt. Jedoch werden von einigen der oben zitierten Autoren drei Eigenfrequenzen als möglich hingestellt, die nicht experimentell, sondern rechnerisch gefunden wurden. Diese Frage ist in der Literatur nicht genügend klar behandelt worden, so daß eine kurze allgemein verständliche Erklärung angebracht sein dürfte, die hiermit gegeben werden soll.

Zunächst ist zu beachten, daß man rechnerisch stets nur zwei Eigenfrequenzen erhält, wenn man alle Größen als gegeben annimmt. Dagegen er-

1) E. Hazeltine, Proc. Inst. Rad. Eng. **6** (1918), S. 63.

2) J. S. Townsend, Rad. Rev. **1** (1920), S. 369.

3) H. G. Möller, Die Elektronenröhren. Sammlung Vieweg, Heft 49, S. 96, 1920; Jahrb. Drahtl. Tel. **16** (1926), S. 402.

4) W. Seitz, Jahrb. Drahtl. Tel. **15** (1920), S. 457.

5) F. Harms. Jahrb. Drahtl. Tel. **15** (1920), S. 442; Ann. d. Physik **66** (1921), 25; F. Harms u. H. Niebauer, Ann. d. Phys. **68** (1922), 345.

1) H. Vogel u. W. Wien, Ann. d. Phys. **62** (1920), S. 649.

2) K. Heegner, Arch. f. El. **9** (1920) S. 127 und Diss. Jena 1919.

3) G. Glage u. H. Edler, Arch. f. El. **9** (1920), S. 20; **10** (1921), S. 56.

4) W. Burstyn, E. T. Z. **41** (1920), S. 951.

5) W. Rogowski, Arch. f. El. **10** (1921), S. 1, 15 u. 209.

6) H. Pauli, Ann. d. Phys. **65** (1921), S. 274.

7) H. Rukop u. I. Hausser-Ganswindt, Telefunken Zeitung Nr. 25, 1922; siehe auch diese Zeitschrift **4** (1923), S. 101.

8) B. van der Pol, Phil. Mag. **43** (1922), S. 700.

9) H. Niebauer, siehe 5).

geben sich drei Frequenzen, wenn man die Bedingung $\delta = 0$ stellt und zwecks deren Erfüllung den inneren Widerstand der Röhre, d. h, die mittlere Steilheit oder die Rückkopplung variabel läßt.

Es entstehen also die Fragen: ist sowohl die erstgenannte als auch die zweite Rechnungsart richtig, und ferner, welches sind die physikalischen Deutungen dieser Resultate.

Wie wir durch Lösung der entsprechenden Differentialgleichungen, die hier nicht einzeln wiedergegeben werden sollen, festgestellt haben, verhält sich dies folgendermaßen: Die erstere Rechnungsart ist unbedingt richtig, sie liefert das Resultat, daß ein System aus zwei Schwingungskreisen stets nur zwei Kopplungsfrequenzen mit eindeutig zugeordneten Dekrementen hat, auch wenn ein Kreis einen konstanten negativen Widerstand (rückgekoppelte Senderöhre) enthält. Die zweite Rechnungsart ($\delta = 0$ und ϱ offen gelassen), welche drei Frequenzen finden läßt, ist zwar auch richtig, aber unvollständig. Bei der Bedingung $\delta = 0$ erhält man nämlich vier mögliche Frequenzen, wenn man das Schaltschema genügend allgemein ansetzt. Tatsächlich sind die obengenannten drei Frequenzen nur eine durch die speziellen Schaltschemen veranlaßte Einschränkung des Falles der vier Frequenzen. Jedoch bleibt auch bei dem allgemeinen Schema unbedingt das Resultat der ersten Rechnungsart gültig, daß immer nur zwei Eigenfrequenzen vorhanden sind, solange alle Größen konstant bleiben.

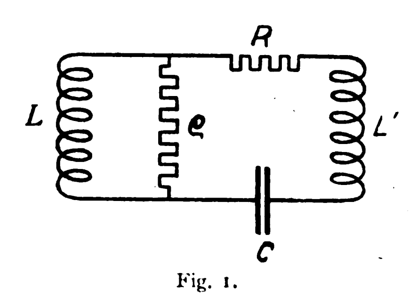


Fig. 1.

Zum Verständnis dieser Erscheinungen sei auf einen einzigen schwingungsfähigen Kreis zurückgegangen, der einen Widerstand ϱ in der gezeichneten Schaltung Fig. 1 enthalten soll. Die anderen Größen des Kreises seien:

$$L = 1 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{Hy}\,(1 \cdot 10^{6}\,\mathrm{cm}) \quad L' = 5 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{Hy}\,(5 \cdot 10^{5}\,\mathrm{cm})$$
$$C = 5{,}5 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{Fd}\,(4950\,\mathrm{cm}) \quad R = 1{,}0\,\mathrm{Ohm},$$

Der Widerstand ϱ soll nun alle Werte von $+\infty$ bis $-\infty$ durchlaufen. Dann ändert der Kreis seine Eigenfrequenzen (bzw. Eigenwelle) und sein Dekrement, wie es Fig. 2 zeigt. Man erhält also bei negativen Werten von ϱ zwei Frequenzen, bei denen $\delta = 0$ ist, nämlich λ_1 bei etwa $\varrho = -120000$ Ohm und λ'_1 bei ca. $\varrho = -4$ Ohm. Dieses Verhalten ist leicht zu verstehen. Im Falle $\lambda_1 (\varrho = -120000$ Ohm) ist der Betrag des negativen Widerstandes gleich dem Schwungradwiderstand des Kreises von den Endpunkten des Widerstandes ϱ aus betrachtet, nämlich etwa:

$$\varrho = -\frac{4\pi^2 n_1^2 L^2}{R},$$

wobei

$$\frac{1}{n_1} = T_1 = 2\pi \sqrt{(L + L')\,C}$$

ist. Hier könnte man sich an Stelle von ϱ eine rückgekoppelte Senderöhre denken, für welche -120000 Ohm ein ziemlich normaler Wert des inneren Widerstandes ist. Im Falle $\lambda_1' (\varrho = -4$ Ohm) hat man es nur etwa mit einem Kreise aus L' und C zu tun, da die Selbstinduktion L infolge des kleinen Nebenschlusses $\varrho = -4$ Ohm keine Rolle mehr spielt. Jetzt ist demnach etwa: $\varrho = -R$ und $T_1' = \frac{1}{n_1'} = 2\pi \sqrt{L' C}$, d. h. im Falle des kleinen Wertes für ϱ ist die Welle bedeutend kleiner. Man denke sich hier an Stelle von ϱ einen Lichtbogen.

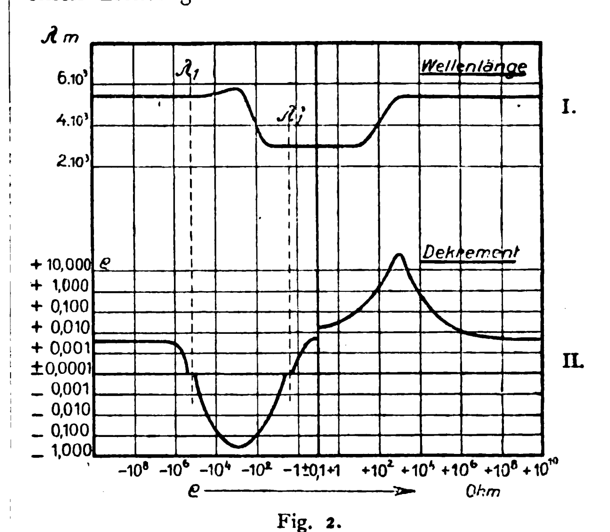


Fig. 2.

Fig. 3.

Ganz analog ist das Verhalten eines gekoppelten Senders. Um alle vier möglichen Frequenzen zu erhalten, muß man von einem Schaltschema wie Fig. 3 ausgehen. Es sei $C_1 = C_2$, ferner



$L_1 + L_1' = L_2$, so daß die beiden Einzelfrequenzen der Kreise ohne ϱ einander gleich sind. Ist dann die Einzelwelle des Kreises II ($L_2\,C_2$) gleich λ_2 (Fig. 4), so kann der Kreis I ($L_1\,L_1'\,C_1$), zwei Einzelwellen von $\delta = 0$, und zwar λ_1 und λ_1' annehmen, wenn man den negativen Widerstand der Röhre beliebig groß oder klein zuläßt. Für jede der beiden Einzelwellen λ_1 und λ_1' entstehen nun durch Ankopplung des Kreises II mit der Einzelwelle λ_2 je zwei Kopplungswellen, und zwar entstehen λ_3 und λ_4 aus λ_1 und λ_2, ferner entstehen λ_5 und λ_6 aus λ_1' und λ_2 (sämtlich Fig. 4). Möglich sind also schließlich im gekoppelten Zustande: $\lambda_3\,\lambda_4\,\lambda_5\,\lambda_6$. Hiervon verlangen λ_3 und λ_4 bei $\delta = 0$ einen hohen negativen Widerstand, dagegen λ_5 und λ_6 einen sehr niedrigen. Daher können bei jeder Dimensionierung nur zwei Eigenfrequenzen auftreten.

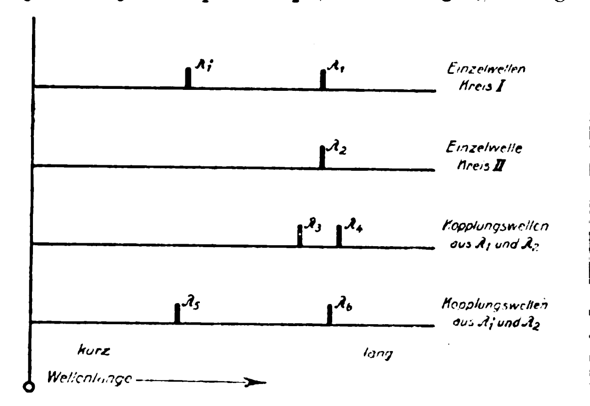


Fig. 4

Dieses Verhalten ist genauer aus Fig. 5 zu ersehen, in der der obere Teil, *A*, die Wellenlängen, der untere, *B*, die Dekremente für die genannte Schaltung Fig. 3 bei verändertem ϱ (von $+\infty$ bis $-\infty$) darstellt. Fig. 5 bedeutet also für die Schaltung Fig. 3 genau dasselbe, wie Fig. 2 für die Schaltung Fig. 1. Die obengenannten Wellen $\lambda_3\,\lambda_4\,\lambda_5\,\lambda_6$, für welche $\delta = 0$ ist, sind in

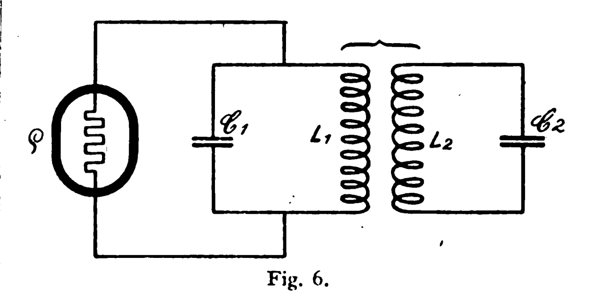


Fig. 6.

Fig. 5 durch senkrechte gestrichelte Linien eingezeichnet. Die Ähnlichkeit mit Fig. 2 ist so augenscheinlich, daß sie nicht näher auseinandergesetzt zu werden braucht.

Ob der negative Widerstand einer Senderöhre so klein gemacht werden kann, um die Wellen λ_5 und λ_6 entstehen zu lassen, erscheint zweifelhaft. Bedenkt man, daß er bei kleinen Amplituden klein, bei der Endamplitude aber recht groß sein kann, so wäre an die Möglichkeit zu denken, daß beim Anschwingen die Wellen λ_5 und λ_6, bei der Endamplitude λ_3 und λ_4 schwingungsfähig sind. immer vorausgesetzt, daß ϱ überhaupt klein genug zu machen ist.

In einem solchen Falle, wenn nämlich ϱ mit steigender Amplitude alle Werte von etwa Null bis $-\infty$ durchlaufen könnte, scheinen nur die beiden hohen Werte und die dazu gehörigen Wellen stabil zu sein, die beiden anderen labil.

Dagegen dürfte die experimentelle Realisierung der vier Frequenzen leichter sein, wenn man ϱ einmal durch eine rück-

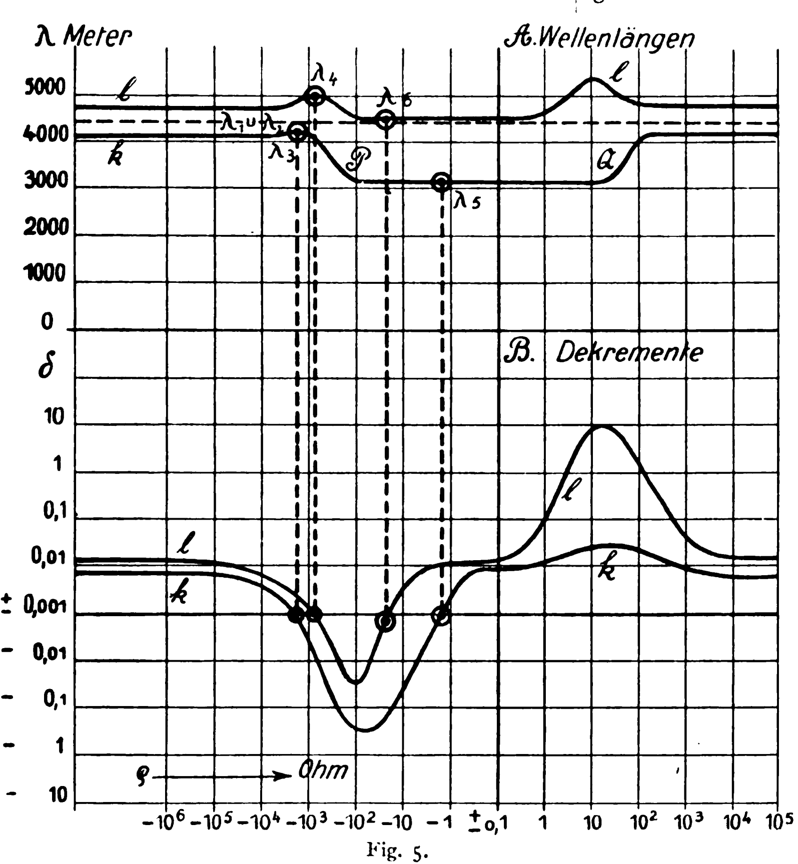


Fig. 5.

gekoppelte Senderöhre (es entstehen λ_3 und λ_4) und einmal durch einen Lichtbogen (entstehen λ_5 und λ_6) besetzt.

Läßt man in Fig. 3 die Selbstinduktion L_1' weg, so erhält man das Schaltschema, mit dem für $\delta = 0$ nur drei Frequenzen errechnet werden. Die Einzelwelle λ_1' verschwindet dadurch und es bleiben zwar die Kopplungswellen von λ_1 und λ_2, nämlich λ_3 und λ_4 erhalten, aber das System von λ_1' verwandelt sich in einen aperiodischen Kreis negativen Widerstandes, der an Kreis II angekoppelt nur eine Welle ähnlich λ_2 entstehen läßt, so daß im Falle $L_1' = 0$ (dann muß L_2 natürlich mit L_1 gekoppelt sein) nur die drei Frequenzen $\lambda_3\,\lambda_4$ und λ_2 möglich sind. Hiervon verlangen λ_3 und λ_4 den hohen negativen Widerstand für $\delta = 0$, λ_2 den niedrigen, so daß man wieder λ_3 und λ_4 durch eine Senderöhre, λ_2 durch einen Lichtbogen realisieren könnte.

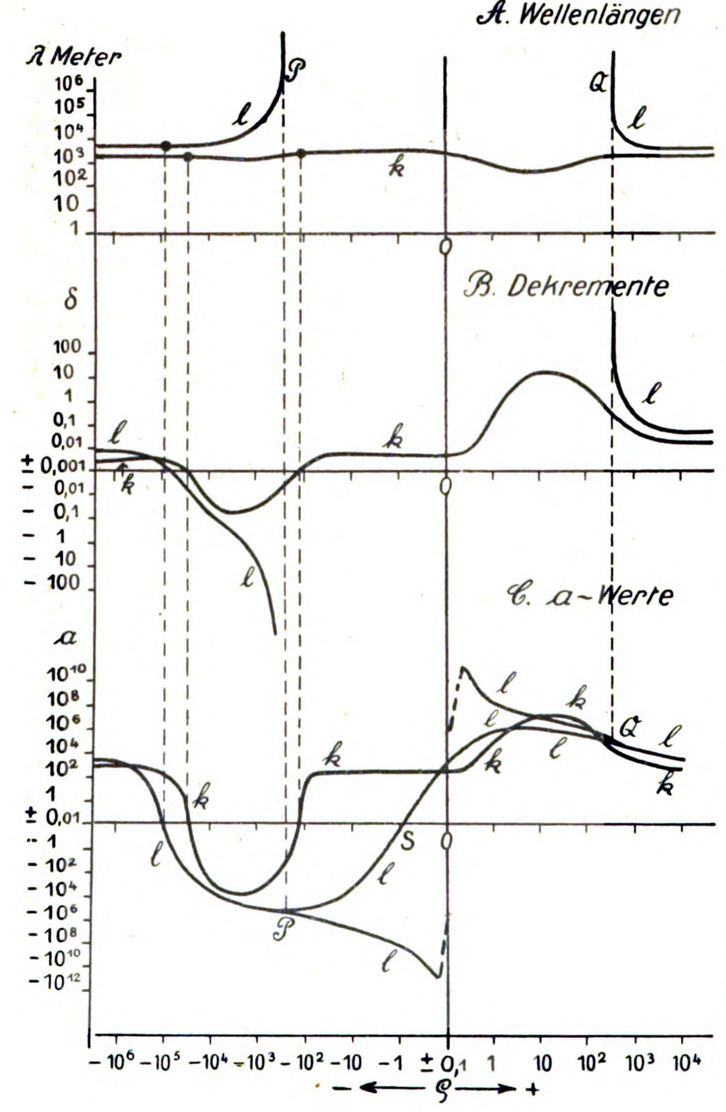


Fig. 7.

Es ist interessant genauer zu verfolgen, wie sich das Bild der Wellenlängen und Dekremente (Fig. 5) ändert, wenn man zu einem solchen Schaltschema (Fig. 6) übergeht, das nur drei Frequenzen mit $\delta = 0$ ergibt. Macht man nämlich in Fig. 3 L_1' immer kleiner und L_1 ebensoviel größer, so senkt sich der Teil PQ in Fig. 5 immer tiefer herab, d. h. $_5\,\lambda$ wird immer kürzer. Im Schaltschema Fig. 6 ist nun L_1' vollständig gleich Null geworden. Das Wellenlängen- und Dekrementenbild zeigt nun Fig. 7. Es entspricht auf den ersten Blick der Erwartung keineswegs, denn man hätte sich das Wellenlängenbild nicht wie Fig. 7 *A*, sondern aus Fig. 5 *A* abgeleitet, etwa wie Fig. 8 vorgestellt. Das Wellenlängenbild 7 *A* steht gegen das erwartete sozusagen auf dem Kopfe, indem die Wellenlängen bei PQ nicht nach Null, sondern nach ∞ hinwandern. Diese Umdrehung ist aber wenig bedeutungsvoll. Sie hat ihre Ursache in der für Fig. 6 angenommenen Verteilung der Widerstände auf die beiden Zweige C_1 und L_1. Jedenfalls aber fällt ein gewisser Bereich (PQ) von Wellenlängen in dem einen Freiheitsgrade weg, gleichgültig ob sie nach Null oder nach ∞ fallen, und dadurch fällt auch die vierte Frequenz mit $\delta = 0$ weg.

Fig. 8.

Trotzdem ist sie in diesem Schaltschema aber auch wiederzuerkennen, und zwar in einer Darstellung Fig. 7 *C*. Diese Kurven stellen nämlich die reellen Glieder a aus den Lösungen der Differentialgleichungen $x = a + j\,b$ vor, die ja die Produkte von Dekrement und Frequenz sind $(x = -\,\delta\,n \pm j\,\omega)$. An den Stellen P und Q der

Fig. 7 gehen ja die Wellenlängen (*A*) ins Unendliche, gleichzeitig die Dekremente (*B*) ins Unendliche (das eine $+\infty$, das andere $-\infty$) und an diesen Stellen treten drei reelle a-Werte auf, wie Fig. 7 *C* zeigt. Einer davon enthält die Spur der vierten Frequenz, (den Punkt *S*) der allgemein bei $\varrho = -R_1$ liegt. Einen sehr ähnlichen Vorgang erhält man schon bei einem Kreise, wenn man im Schaltschema Fig. 1 L' gleich Null werden läßt. Die Wellenlängen-, Dekrements- und a-Kurven sind mit der Fig. 7 fast identisch, wenn man sich dort in allen drei Bildern die der kürzeren Welle entsprechenden Kurven (*k*) wegdenkt.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß die für einen Zwischenkreisröhrensender von mehreren Autoren errechneten drei Frequenzen für $\delta = 0$ ein Spezialfall von allgemein vier Frequenzen mit $\delta = 0$ sind. Jede dieser vier Frequenzen wäre dann realisierbar, wenn in dem verallgemeinerten Schaltschema der negative Widerstand (die rückgekoppelte Senderöhre) den dazu notwendigen Wert annehmen kann, der für jede solche Frequenz ein anderer sein muß, und zwar bei zwei Frequenzen hoch, bei den beiden anderen niedrig. Die letzten beiden erscheinen daher kaum realisierbar. Die Entstehung der Frequenzen, bzw. die ihnen zugrunde liegenden Kopplungssysteme werden erklärt, indem zunächst gezeigt wird, daß bei einem einzigen Kreis mit negativem Widerstand in verallgemeinertem Schaltschema schon zwei Frequenzen mit $\delta = 0$ möglich sind, wenn auch nicht gleichzeitig, sondern bei stark verschieden großen negativen Widerständen. Durch Ankopplung des zweiten Kreises ergeben sich dann vier mögliche Frequenzen.

Eingegangen am 1. September 1922.

Ein direkt anzeigender Röntgenstrahlen-Intensitätsmesser.

Von P. Lertes, Frankfurt a. M.

Die physikalisch einwandfreieste Methode zur Messung der Intensitäten von Röntgenstrahlen ist die Ionisationsmethode, da bei ihr, wenn man innerhalb des Sättigungsgebietes arbeitet und es sich um eine praktisch homogene Röntgenstrahlung handelt, eine direkte Proportionalität zwischen Röntgenstrahlung und hervorgerufenem Ionisationsstrom besteht. Die auf dem Ionisationsprinzip beruhenden Meßmethoden sind jedoch meist sehr zeitraubend und nur mit sehr empfindlichen Instrumenten (Elektroskop und Galvanometer) ausführbar. Für die medizinische praktische Röntgentechnik war es deshalb von jeher wünschenswert, ein Instrument zu erhalten, welches gestattet, die jeweilige Intensität der Röntgenstrahlen an einem Zeigerinstrument abzulesen. Durch die Benutzung eines Zeigerinstrumentes ist ja auch die Möglichkeit gegeben, sehr schnell hintereinander vergleichende Messungen unter denselben Betriebsbedingungen auszuführen. Da bei den für medizinische Zwecke benutzten kleinen Ionenkammern die durch die Röntgenstrahlen bewirkten Ionisationsströme etwa in der Größenordnung von 10^{-7} bis 10^{-10} Ampere liegen, zu ihrer Messung demnach nur empfindliche Spiegelgalvanometer anwendbar sind, so lag es nahe, diese schwachen Ionisationsströme unter Verwendung von Elektronenröhren zu verstärken, und zwar derart, daß die verstärkten Ströme direkt an einem technischen Zeigerinstrument abgelesen werden können.

Die Elektronenröhre wurde schon von verschiedener Seite[1]) zur Verstärkung und Messung von sehr geringen Ionisationsströmen, beispielsweise photoelektrischen Strömen angewandt. Besonders konnte H. Rosenberg[2]) mit dieser Methode leicht die schwachen Photoströme einer Kaliumzelle zum Vergleich der Lichtstärken verschiedener Sterne messen. Um eine besonders große Endverstärkung zu erreichen, haben M. Dieckmann und A. Gebbert[3]) nicht wie gewöhnlich eine Röhre benutzt, sondern für einen speziellen Zweck mehrere von immer größerem Typ hintereinander geschaltet. Wenngleich demnach auch für die Verstärkung der durch Röntgenstrahlung hervorgerufenen Ionisationsströme diese Methode prinzipiell anwendbar war, so waren jedoch hier eine Reihe technischer Schwierigkeiten zu überwinden, die besonders in der Beseitigung von elektrostatischen Aufladungen des Meßgerätes, der Vermeidung der Beeinflussung durch die von den Röntgentransformatoren ausgehenden Induktionswirkungen und der bei der Benutzung von Nadelschaltern zur Gleichrichtung des hochgespannten Wechselstromes immer auftretenden Hochfrequenzschwingungen lagen.

Vor einigen Monaten hat die Firma Siemens & Halske[4]) einen solchen Intensitätsmesser, den sogenannten Siemens-Dosismesser, in die Röntgentechnik eingeführt. Unabhängig davon habe ich mich schon vor zwei Jahren mit demselben Problem zunächst nur für Laboratoriumszwecke befaßt. Als dann auch Herr Dr. Gilbert in Paris

---

[1]) J. Kunz, Physical Revue **10** (1917), S. 205. — C. E. Pike, Phys. Rev. **13** (1919), S. 102. — H. Abraham u. E. Bloch, C.R. **168** (1919), S. 1321. — E. Meyer, H. Rosenberg u. F. Tank, Séance de la société Suisse de Physique, Zürich **24** (1920), S. IV. — H. Rosenberg, Die Naturwissenschaften **9** (1921), S. 359, 389.

[2]) H. Rosenberg, l. c.

[3]) M. Dieckmann u. A. Gebbert, Jahrb. d. drahtl. Tel. u. Tel. **19** (1921), S. 55.

[4]) R. Jäger, Münchner med. Wochenschrift **69** (1922), S. 821.

mit einem ähnlichen Projekt an die Veifa-Werke in Frankfurt a. M. herantrat, habe ich ein ähnliches Meßgerät konstruiert, das von den Veifa-Werken gebaut und in dem Physikalisch-medizinischen Institut der Universität (Prof. Dessauer) praktisch erprobt wurde. Bei der Konstruktion wurde das Augenmerk besonders darauf gerichtet, das Meßgerät bei der größtmöglichen Betriebssicherheit und Konstanz doch möglichst einfach zu gestalten.

Die grundlegende Schaltung ist in Fig. 1 wiedergegeben. Das Gitter G der Elektronenröhre ist über die Ionisationskammer J und die Batterie B_1 mit der Kathode K verbunden. In dem Anodenkreis liegt ein Meßinstrument M. Wird die Ionisationskammer J von Röntgenstrahlen beeinflußt,

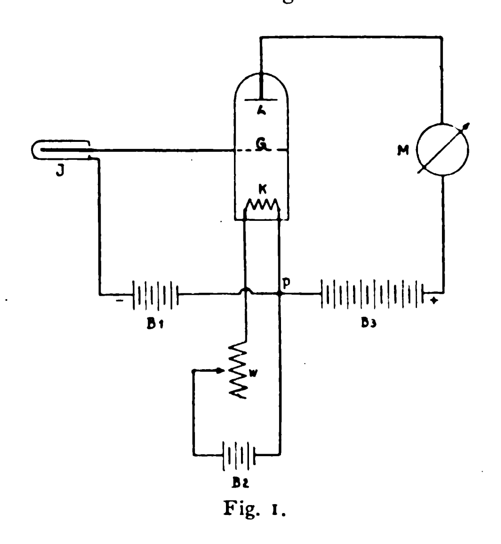


Fig. 1.

so fließt in dem Stromkreise Kathode—Gitter—Ionisationskammer—Batterie B_1 ein schwacher Ionisationsstrom. Entsprechend diesem Strome ändert sich das Gitterpotential, was eine Verstärkung oder Schwächung des Anodenstromes zur Folge hat. Durch geeignete Wahl der Spannung im Anodenstromkreis und des Heizstroms der Kathode läßt sich bei festliegendem Gitterpotential mit einer Röhre leicht eine solche Gleichstromverstärkung bis zu hunderttausendfach erreichen. Auch darüber hinaus sind noch Verstärkungen möglich, jedoch ist dann die Betriebssicherheit und Konstanz nicht mehr so gewährleistet, als wenn man sich mit einem geringeren Verstärkungsverhältnis begnügt. Besonders die Untersuchungen von H. Rosenberg[1]) hatten gezeigt, daß bei einer Eingitterröhre, wenn sie wie hier als Gleichstromverstärker benutzt wird, das Verstärkungsverhältnis sowohl abhängig ist von der Anodenspannung, dem Heizstrom, als auch von dem Heizdrahtpotential gegenüber dem Gitter. Die von mir angestellten Versuche haben die Rosenbergschen Ergebnisse im großen Ganzen bestätigt. Es wurde außer mit Seddig-Verstärkerröhren, die, was Konstanz- und Isolationsfähigkeit anbelangt, sich ganz vorzüglich erwiesen, anch mit Zweigitterröhren gearbeitet. Bei der Seddig-Verstärkerröhre nimmt die Verstärkerwirkung in Abhängigkeit von der Anodenspannung allmählich zu, erreicht bei etwa 60 Volt ihr Maximum und fällt dann ziemlich rasch ab. Das gleiche gilt auch von der Abhängigkeit der Verstärkung vom Heizstrom. Mit zunehmendem Heizstrom nimmt die Verstärkerwirkung zu, erreicht bei etwa 0,42 bis 0,45 Ampere ihr Maximum und nimmt dann wieder ab. In ähnlicher Weise macht sich auch die Verschiebung des Heizdrahtpotentials gegenüber dem Gitter auf das Verstärkungsverhältnis bemerkbar. Um deshalb jederzeit reproduzierbare Betriebsverhältnisse zu erzielen, war es erforderlich, die in erster Linie für die Verstärkerwirkung in Frage kommenden Größen wie Anodenspannung, Heizstrom und Gitterpotential konstant zu halten. Da der Heizstrom und die Anodenspannung bei festliegendem Gitterpotential den Anodenstrom bedingen, so lassen sich durch Messung des Anodenstromes und seine Konstanthaltung stets dieselben Betriebsverhältnisse wieder herstellen. Gerade die Einstellung der Röhre auf einen immer gleichen Anodenstromwert zeigte, daß so die größte Konstanz zu erreichen ist. Dies beruht auf folgendem: Innerhalb gewisser Grenzen kann man denselben Anodenstrom sowohl durch eine höhere Anodenspannung und einen niedrigeren Heizstrom als auch durch eine niedere Anodenspannung und einen hohen Heizstrom erreichen. Eine Anodenspannung von etwa 60 Volt und ein Heizstrom von 0,47 Ampere möge einem bestimmten Anodenstromwert von 0,5 Milliampere entsprechen. Denselben Stromwert kann man auch erreichen durch eine Anodenspannung von 70 Volt und einen Heizstrom von etwa 0,46 Ampere. Nun haben die Versuche gezeigt, daß die Verstärkerwirkung bei 60 Volt Anodenspannung größer ist als bei 70 Volt. Ferner, daß sie bei 0,47 Ampere Heizstrom kleiner ist als bei 0,46 Ampere. Man kann deshalb innerhalb gewisser Grenzen mit einer hohen Anodenspannung und einem niederen Heizstrom dieselbe Verstärkerwirkung erzielen, wie mit einer niederen Anodenspannung und einem hohen Heizstrom. Innerhalb eines begrenzten Gebietes ist also die Verstärkerwirkung bei festliegendem Gitterpotential nicht so sehr abhängig von der Höhe der Anodenspannung und des Heizstromes, sondern von der Größe des Anodenstromes, dessen gleich großen Wert man, wie wir gesehen haben, durch verschiedene Kombinationen von Anodenspannung und Heizstrom erreichen kann. Wird demnach der Anodenstrom immer auf denselben Wert eingestellt, so ist

[1]) H. Rosenberg, l. c.

auch immer dasselbe Verstärkungsverhältnis gewährleistet. Das ist vor allem auch wichtig für den Fall, daß bei den benutzten Röhren mit der Zeit der Glühfaden dünner wird. Wird nämlich der Glühfaden dünner, sein Widerstand also größer, so wird derselbe Heizstrom im Laufe der Zeit eine immer höhere Fadentemperatur und mithin auch eine höhere Elektronenemission oder einen höheren Anodenstrom bewirken. Wenn man deshalb beim Betrieb die Röhre immer auf den gleichen Heizstrom und die gleiche Anodenspannung einstellt, so wird allmählich der Anodenstrom immer größer werden, was zur Folge hat, daß sich demnach die Verstärkerwirkung mit der Zeit ändert. Hierdurch findet auch wohl die von H. Rosenberg[1]) gemachte Beobachtung, daß sich im Laufe der Zeit bei ständiger Benutzung der Röhre das Maximum der Verstärkung zu einem etwas kleineren Wert der Anodenspannung verschoben hat, ihre Erklärung. Rosenberg hatte nämlich immer auf konstanten Heizstrom und konstante Anodenspannung eingestellt. Aus dem angegebenen Grunde mußte sich aber der Anodenstrom mit der Zeit ändern und demnach auch die Verstärkerwirkung verschieben. Dieses tritt nicht oder aber sicher in viel geringerem Maße ein, wenn die Röhre nicht auf gleichem Heizstrom und gleiche Anodenspannung, sondern auf gleichen Anodenstrom eingestellt wird. Bei dem hier beschriebenen Meßgerät wird demnach die Röhre auf einen bestimmten Anodenstromwert einreguliert. Auf diese Art und Weise ist die genaue Messung von Heizstrom und Anodenspannung, also von zwei Größen durch eine, nämlich die Regulierung des Anodenstromes, ersetzt. Dies gilt natürlich alles nur innerhalb eines beschränkten Gebietes und für ein bestimmtes Gitterpotential. Da das Verstärkungsverhältnis auch noch von der Höhe des Gitterpotentials gegenüber dem Glühfaden abhängig ist, so ist es erforderlich, den in der Fig. 1 mit P bezeichneten Punkt stets an dieselbe Stelle des Heizstromkreises zu legen, was ohne besondere Hilfsmittel zu erreichen ist.

Da durch das Meßinstrument M auch dann, wenn die Ionenkammer nicht bestrahlt wird, ein Elektronenstrom, der Anodenruhestrom, fließt, der einen bestimmten Ausschlag des Instrumentes bewirkt, so ist die Anordnung derart getroffen, daß dieser Ausschlag durch die Kompensationsbatterie B_4 (Fig. 2) unter Regulierung des Widerstandes w_4 kompensiert wird, so daß das Instrument auf Null steht. Fließt nun bei Bestrahlung durch die Ionenkammer ein Ionisationsstrom, so wird das Gitter, da der negative Pol an der Außenelektrode der Ionenkammer liegt, negativ aufgeladen und es tritt dementsprechend eine Verminderung des Anodenstromes ein. Infolgedessen wird ein Strom von der Kompensationsbatterie B_4 das Meßinstrument durchfließen. Es wird demnach nicht der geschwächte Anodenstrom, sondern der Kompensationsstrom gemessen. Das hat, besonders was die Einregulierung des Nullpunktes anlangt, wesentliche Vorteile. Das Meßinstrument selbst ist ein Präzisionszeigergalvanometer von Hartmann & Braun.

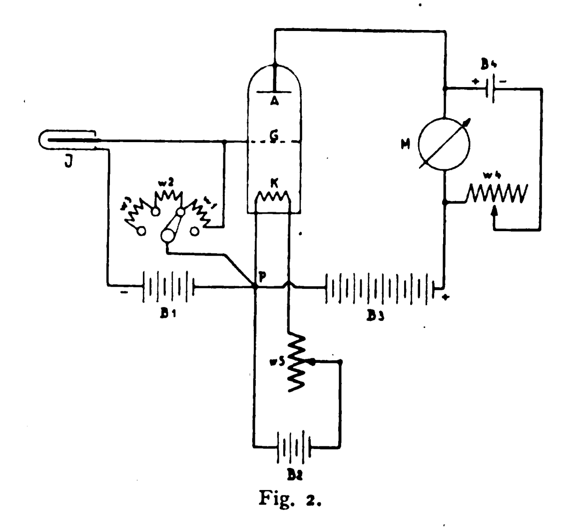


Fig. 2.

Um das Meßgerät sowohl zur Messung von sehr kleinen als auch sehr großen Intensitäten brauchbar zu machen, wurden zwischen Gitter und Kathode verschieden große Widerstände w_1, w_2, w_3 gelegt. Da die dem Gitter aufgedrückte Spannung gleich $w \cdot J$ ist und diese Gitterspannung maßgebend ist für die Verstärkung, so wird zur Messung von schwachen Intensitäten, also kleinen Ionisationsströmen, zwischen Gitter und Kathode ein großer Widerstand, und umgekehrt zur Messung von großen Ionisationsströmen ein entsprechend kleiner Widerstand eingeschaltet. Das Meßinstrument hat demnach mehrere Meßbereiche, die so geschaltet werden können, daß die Empfindlichkeit in weiten Grenzen variabel ist und für alle praktisch vorkommenden Fälle vollkommen genügt.

Die Figuren 3 und 4 zeigen das Meßgerät. Sowohl die Ionenkammer *1* als auch der ganze Meßtisch sind elektrostatisch geschützt. Als Ionenkammer dient entweder eine Aluminiumkammer, wie sie bei dem Iontoquantimeter von Reiniger, Gebbert & Schall verwandt wird, oder eine Friedrichsche Kammer, die durch ein hochisoliertes Kabel mit dem Meßtisch verbunden ist. Als Ionenkammer kann auch eine Multizellularkammer verwandt werden, die zur Erlangung von größeren Ionisationsströmen ähnlich wie ein Plattenkondensator gebaut ist. Die Elektronenröhre *2* sitzt in einem Bleitubus, um sie nicht allein gegen elektrostatische und Hochfrequenzbeeinflussungen, sondern auch gegen Röntgenstrahlen zu schützen.

[1]) H. Rosenberg, l. c. S. 361 Anmerkung.

3 ist das Meßinstrument. *4* sind die verschiedenen Schalter zum Prüfen der Spannung, Einschalten des Heizstroms usw. *5* ist die Regulierung für den Heizstrom und *6* für den Kompensationsstrom.

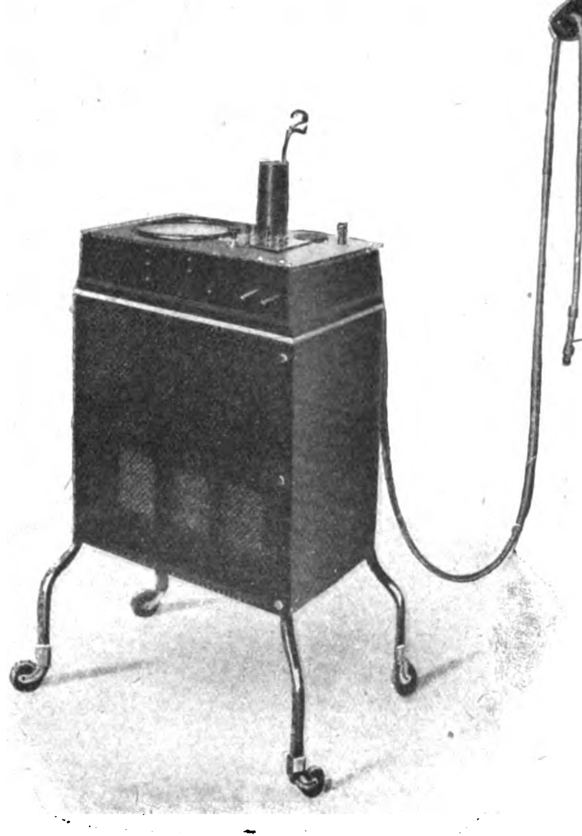


Fig. 3.

Im unteren Teil des Tisches sitzen die Akkumulatoren sowohl für den Heizstrom als auch für die Spannung, die für die Ionenkammer, die Anode und die Kompensation benötigt werden. Die Anordnung ist hier derart getroffen, daß durch einen Stecker *7* alle Zellen von der Meßeinrichtung abgeschaltet, in den Ladezustand versetzt und so leicht von jeder Steckdose aus geladen werden können. Es ist auch hier, um von den Akkumulatoren unabhängig zu werden, vorgesehen, aus einem kleinen Gleichstromaggregat, das von einem Wechselstromsynchronmotor angetrieben wird, die benötigten konstanten Gleichstromspannungen zu entnehmen. Der Drehschalter *8* dient zum Einschalten der verschiedenen Meßbereiche des Instrumentes.

Die Bedienung des Apparates ist denkbar einfach. Durch zwei Schalthebel können vor dem Betrieb die Heiz- und Batteriespannungen an dem Meßinstrument *M* geprüft und so festgestellt werden, ob das Meßgerät in Ordnung ist. Für den Betrieb werden dann der Heizstrom und die Anodenspannung eingeschaltet und durch Veränderung des Heizstromwiderstandes wird der Anodenstrom auf einen bestimmten Wert eingestellt. Durch die Umlegung des Schalters, der die Anodenspannung einschaltet, wird der eingestellte Anodenstrom in der entgegengesetzten Richtung durch das Meß-

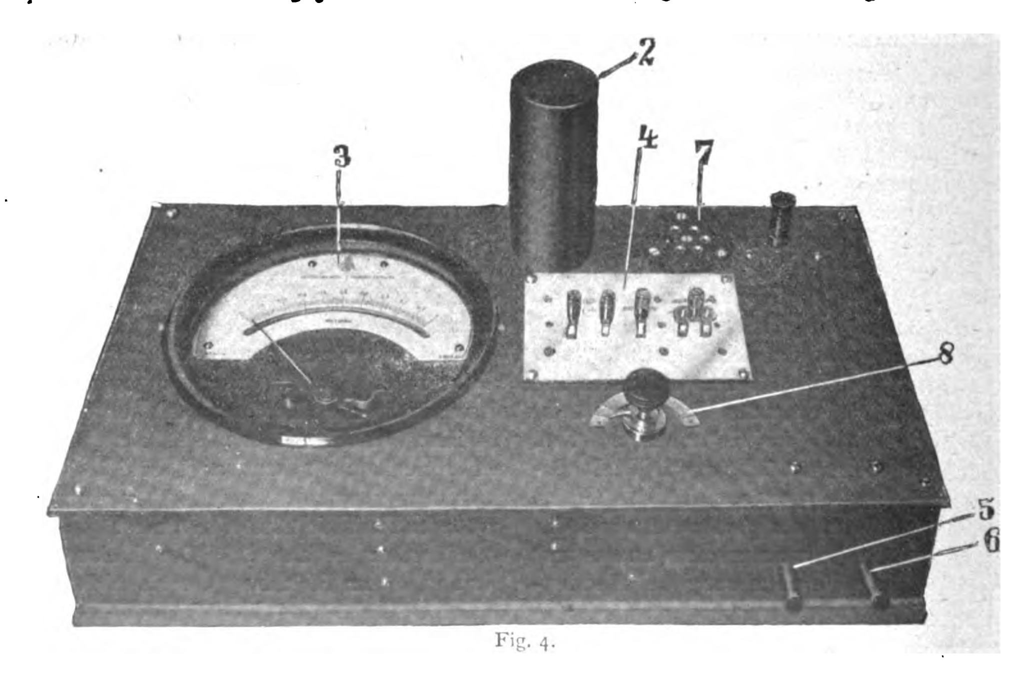


Fig. 4.

instrument geschickt und zu gleicher Zeit der Kompensationsstrom eingeschaltet und durch Veränderung des Kompensationswiderstandes das Meßinstrument auf Null eingestellt. Die Röhren arbeiten im allgemeinen so konstant, daß es in den meisten Fällen gar nicht nötig ist, den Heizstrom und den Kompensationsstrom zu verändern.

Das Meßinstrument selbst muß natürlich geeicht werden, was am besten durch Vergleich mit dem Elektroskop geschieht. Eine genaue Eichung auch für die einzelnen Skalenteile ist vor allem deswegen notwendig, weil infolge der Röhrencharakteristik der verstärkte Strom nicht proportional dem unverstärkten Ionisationsstrom ist. Für die ganze Röntgenmeßtechnik dürfte das Instrument vor allem deswegen von großem Nutzen sein, da es einerseits gestattet, die Intensitäten an einem Zeigerinstrument abzulesen, und andererseits die Möglichkeit schafft, sehr schnell hintereinander vergleichende Messungen auszuführen.

Zum Schluß möchte ich Herrn Professor Dr. Dessauer meinen verbindlichsten Dank aussprechen für die freundliche Bereitstellung der Hilfsmittel seines Institutes beim Bau des Instrumentes und der Ausführung der Versuche.

Zusammenfassung.

Es wird ein Intensitätsmesser für Röntgenstrahlen beschrieben, der darauf beruht, daß die durch Röntgenstrahlen erzeugten Ionisationsströme mittels einer Elektronenröhre derart verstärkt werden, daß sie an einen technischen Zeigerinstrument abgelesen werden können.

(Eingegangen am 23. Oktober 1922.)

Zur Frage der Blendung, insbesondere durch Automobilscheinwerfer.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G., Abteilung Scheinwerferbau, Leipzig-Leutzsch.

Vorgetragen in der Sitzung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik und der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft am 5. Mai 1922.)

Von Georg Gehlhoff und Helmuth Schering.

A. Einleitung.

Die Frage der Blendung hat mit der Entwicklung des Automobils zum Verkehrs- und Reisefahrzeug sowie mit der zunehmenden Zahl derselben im Stadtverkehr steigendes Interesse gefordert. Drängte der Automobilist nach immer helleren, auch bei großer Geschwindigkeit größte Sicherheit garantierenden Lichtquellen, so tönte der Ruf des nicht autofahrenden Publikums immer lauter nach Abwehrmaßnahmen gegen die zunehmende Gefährdung durch Blendung, die durch rücksichtslose Automobilisten oft unnötig vergrößert wurde. Wie leicht ein Passant infolge Blendung durch einen zu hellen Scheinwerfer gefährdet werden und zu Fall kommen kann, mußte einer von uns zu Rade schon zweimal selbst erleben. Schließlich konnten sich die Automobilisten nicht mehr der Forderung verschließen, daß eine gewisse Grenze der Helligkeit oder Abschwächung starker Scheinwerfer bei Bedarf notwendig sei.

Akut wurde die Frage namentlich durch die zunehmende Einführung der elektrischen Scheinwerfer mit ihrem stark weißen und durch hochkerzige überlastete Glühlampen beliebig zu steigernden Licht. Jedoch stand einer generellen Regelung das Fehlen jeglicher Grundlage für die Beurteilung der Blendung durch Scheinwerfer entgegen; die Frage: Wann ist ein Scheinwerfer blendend? konnte nicht beantwortet werden. Man wußte nicht, wie die Blendung mit der Helligkeit, der Scheinwerfergröße, der Entfernung oder der Allgemeinbeleuchtung zusammenhängt. In den meisten Ländern wurden diese Fragen kurzer Hand auf dem Wege der Verordnung gelöst: Scheinwerfer über eine gewisse sehr niedrig bemessene Größe, über eine gewisse Lichtstärke usw. wurden teils in geschlossenen Ortschaften, gleichgültig, ob diese selbst ausreichend beleuchtet waren oder nicht, teils ganz verboten. Die deutschen Behörden gingen in gerechter Würdigung der Interessen beider Parteien, des Automobilisten und des Publikums, nur vorsichtig und zögernd vor. Jedoch wird die neue Automobilgesetzgebung an dieser Frage nicht vorbeigehen können.

Aus diesem Grunde haben wir den Versuch gemacht, die physikalischen Grundlagen der Blendung durch Scheinwerfer auf experimentellem Wege zu klären, und wir sind — zu unserer eigenen Überraschung — zu recht exakten, allgemein gültigen Resultaten gekommen. Wenn nun diese auch recht bemerkenswert sein mögen, so sind wir uns doch klar darüber, daß es sich hier um Neuland und einen ersten Schritt handelt, so daß noch manche Frage offen bleibt.

Untersuchungen von Julian Blanchard[1]) über die Helligkeitsempfindlichkeit der Netzhaut, die uns nach Abschluß unserer Untersuchungen bekannt wurden, ergaben einen linearen Zusammenhang zwischen dem Logarithmus der Feldhelligkeit einer Mattscheibe und der Blendungshelligkeit eines Spiegels, die als blendend bezeichnet wird, wenn sie belästigt und vom Auge instinktiv vermieden wird. Aber abgesehen davon, daß nur mit einem Sehwinkel des blendenden Spiegels (4°) und einer

[1]) Julian Blanchard, Zeitschrift für Beleuchtungswesen **28** (1922), S. 25.

Entfernung des Auges von der Blendungsquelle gearbeitet wurde, war die Durchführung der Messungen den beim Autoscheinwerfer geltenden Bedingungen nicht angepaßt, so daß die Resultate kaum auf den Scheinwerfer anwendbar sind.

Wir suchten uns bei unseren Versuchsanordnungen möglichst den praktischen Verhältnissen anzupassen.

B. Vorversuche.

Bei den Vorversuchen führten wir als Maß der Blendung die Überstrahlung nach einer gewissen Adaptationszeit ein. Auf einer Mattscheibe war eine kleine Figur gemäß Fig. 1 mit verdünnter schwarzer Tusche aufgezeichnet. Die Mattscheibe wurde von hinten durch mehrere Soffittenlampen in variablem Abstand gleichmäßig beleuchtet. Die Größe der Mattscheibe

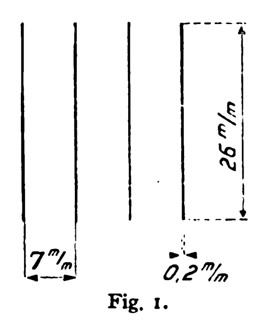


Fig. 1.

wurde durch vorgesetzte Blenden von 20, 15, 10 und 5 cm Durchmesser geändert, die Meßentfernung betrug 6,8 m. Im Raum war zwecks besseren Arbeitens noch eine allerdings sehr geringe Allgemeinbeleuchtung von 0,005 Lux am Auge des Beobachters vorhanden, so daß die Augenpupille noch voll geöffnet war. Es wurde nun so verfahren, daß bei einem bestimmten Blendendurchmesser die leuchtende Mattscheibe dem dunkel adaptierten Auge des Beobachters 3 Sekunden lang freigegeben und so durch in den Dunkelpausen variierte Mattscheibenhelligkeit diejenige größte Flächenhelligkeit bestimmt wurde, bei der die Zeichnung auf der Mattscheibe gerade nicht mehr in den 3 Sekunden erkannt werden konnte, also überstrahlt wurde („Überstrahlungsmethode").

Die Messungen ergaben überraschend genaue Resultate, wie Fig. 2 zeigt. Die ausgezeichneten Kurven sind die von zwei verschiedenen Beobachtern erhaltenen, die gestrichelte ist das Mittel hieraus. Man sieht, daß die so bestimmte Überstrahlungsflächenhelligkeit vom Sehwinkel abhängt und nahezu linear mit diesem wächst. Fig. 3 zeigt den Zusammenhang zwischen der Überstrahlungslichtstärke und dem Sehwinkel.

Es ergab sich natürlich sofort die Frage, ob es gleichgültig ist, ob man den Sehwinkel durch die Größe der Blende oder durch die Beobach-

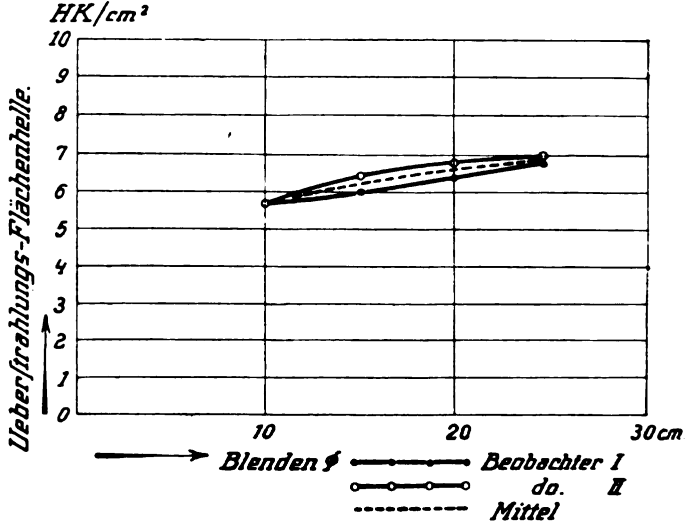


Fig. 2. Abhängigkeit der Überstrahlungsflächenhelle vom Blendendurchmesser. Allgemeinbeleuchtung 0,005 Lux. 1. Vorversuch.

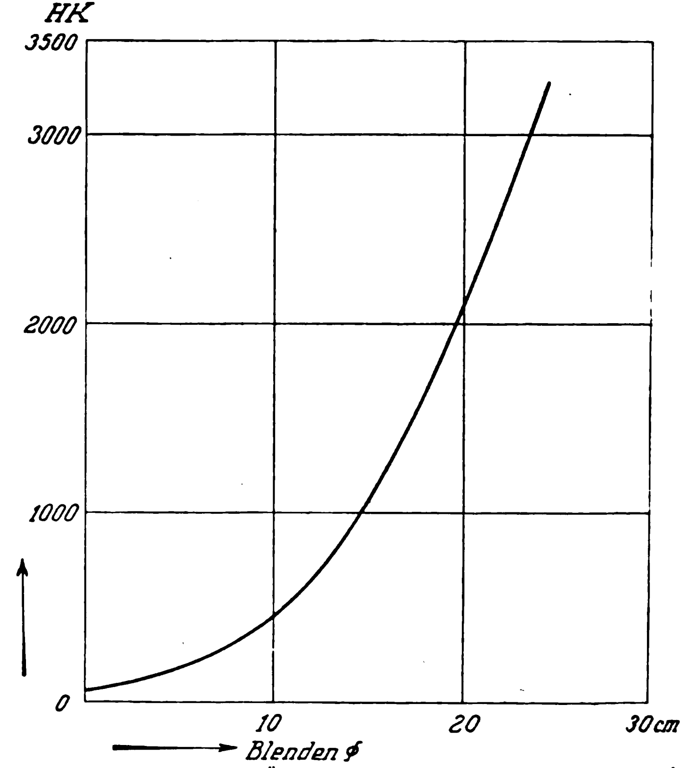


Fig. 3. Abhängigkeit der Überstrahlungslichtstärke vom Blendendurchmesser. Allgemeinbeleuchtung 0,005 Lux. 1. Vorversuch.

tungsentfernung ändert. Bei den Versuchen zur Entscheidung dieser Frage gingen wir auch gleich dazu über, die Art der Zeichnung der Entfernungsänderung anzupassen, so daß die Konturen derselben immer unter dem gleichen Sehwinkel erschienen. Auf der Mattscheibe mit Blenden von 247, 200, 150 und 100 mm Durchmesser waren für 6 bzw. 12 bzw. 18 m Beobachtungsentfernung mit verdünnter Tusche hellgraue mit gleichbreiten weißen abwechselnde Streifen von 5 bzw. 10 bzw. 15 mm Breite gezogen. Die Streifen liefen parallel über die ganze Scheibe. Zwecks gleichmäßigster Beleuchtung schloß die Mattscheibe einen innen weiß gestrichenen Kasten ab, der die Lampen enthielt. Im übrigen waren die Versuchsbedingungen wie vorher, die Allgemeinbeleuchtung mit 0,01 Lux beim Beobachter etwas größer. Die Resultate sind in Tab. 1 und mit den gemessenen Punkten in Fig. 4 und 5 wiedergegeben. Man ersieht aus

Tabelle 1.

Blendung durch Überstrahlung.

2. Vorversuch.

	Blendendurchmesser	247	200	150	100 mm
Entfernung 6 m	Sehwinkel	2,36°	1,91°	1,43°	0,96°
	HK	710	438	241	87
	HK/cm²	151	142	136	110
	Lux	19,7	12,4	6,7	2,1
Entfernung 12 m	Sehwinkel	1,18°	0,96°	0,72°	0,48°
	HK	581	355	160	64
	HK/cm²	1,24	1,13	0,91	0,81
	Lux	4,0	2,5	1,1	0,45
Entfernung 18 m	Sehwinkel	0,79°	0,64°	0,48°	—
	HK	447	248	115	—
	HK/cm²	0,95	0,79	0,65	—
	Lux	1,4	0,77	0,36	—

Allgemeinbeleuchtung 0,01 Lux.

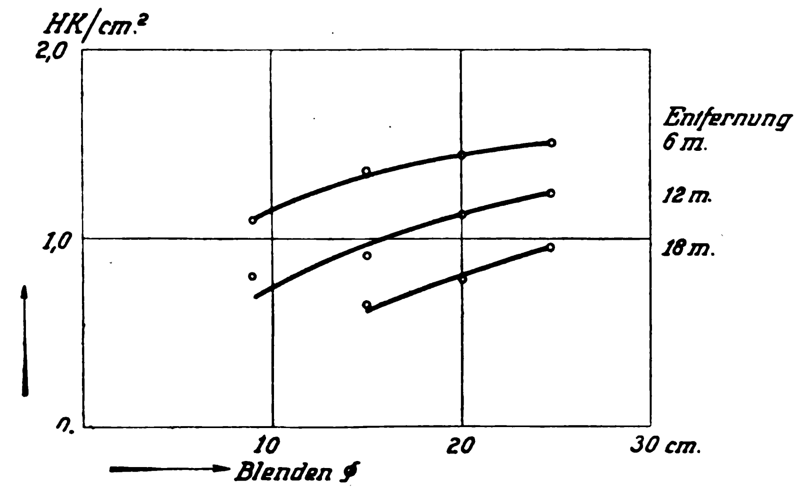


Fig. 4. Abhängigkeit der Überstrahlungsflächenhelle vom Blendendurchmesser, bei verschiedener Entfernung. Allgemeinbeleuchtung 0,01 Lux. 2. Vorversuch.

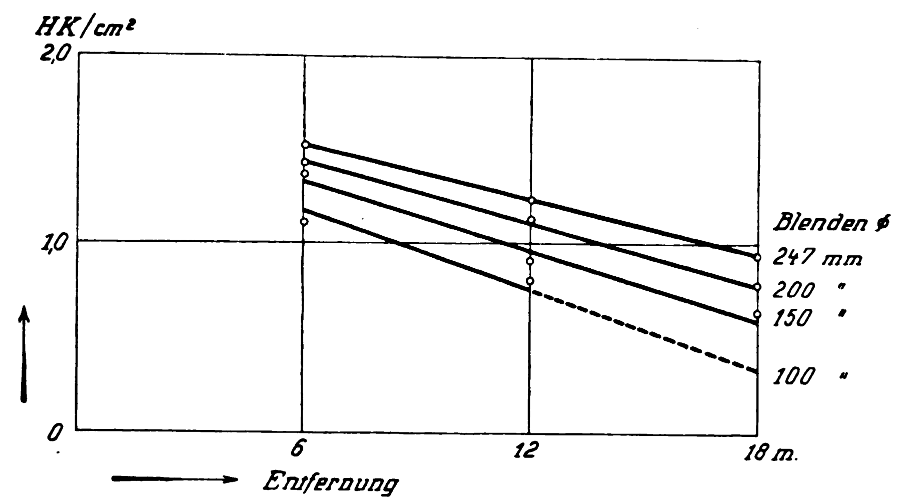


Fig. 5. Abhängigkeit der Überstrahlungsflächenhelle von der Entfernung bei verschiedenen Blendendurchmessern. Allgemeinbeleuchtung 0,01 Lux. 2. Vorversuch.

Fig. 4, daß auch hier wiederum die Überstrahlungsflächenhelligkeit mit dem Blendendurchmesser, d. h. also dem Sehwinkel der ganzen Fläche wächst, und zwar bei größerer Entfernung schneller als bei kleinerer, in allen Fällen jedoch wiederum nahezu geradlinig. Obwohl die zu erkennende Figur und ihr Sehwinkel gleich bleiben, ist die Überstrahlungsflächenhelle bei großem Sehwinkel der ganzen Fläche größer als bei kleinem. Es kommt also beim Erkennen der Figur nicht allein auf den Sehwinkel dieser Figur, sondern auch auf den Sehwinkel der ganzen Fläche an. Dies wird noch deutlicher aus Fig. 5, in der die Überstrahlungsflächenhelligkeit in Abhängigkeit von der Entfernung bei gleichbleibendem Blendendurchmesser aufgetragen ist. In allen drei Entfernungen war nämlich der Sehwinkel, unter dem die Streifen erschienen, gleich gewählt, während der Sehwinkel der ganzen Fläche mit der Entfernung naturgemäß abnimmt. Käme es nur auf die Größe der Struktur des Bildes an; so hätten die vier Kurven für die vier verschiedenen Blendendurchmesser zusammenfallen müssen. Es wäre dann nur eine Abhängigkeit von der Entfernung übrig geblieben.

Man kann übrigens wohl annehmen, daß die Kurven auf Fig. 4 und 5 alle zu einem Wert von etwa 1,8 HK/cm² konvergieren, der bei einem Sehwinkel von 180° oder einer Entfernung 0 m liegt und durch die erträgliche Gesamtbeleuchtungsstärke der Pupillenöffnung gegeben ist.

Da also der Sehwinkel, unter dem die ganze Fläche erscheint, neben der Größe der zu erkennenden Figur das Maßgebende für die Überstrahlungsflächenhelle ist, so wurde in Fig. 6 die Überstrahlungsflächenhelligkeit in Abhängigkeit vom Sehwinkel der ganzen Fläche aufgetragen, wobei dieser sowohl durch den Blendendurchmesser als auch durch die Entfernung geändert worden war. Man sieht, daß sich die Meßpunkte alle einer hyperbelähnlichen Kurve anpassen, die mit wachsendem Sehwinkel ansteigt. D. h. also, diejenige Flächenhelle, bei der ein bestimmter Grad von Auflösungsvermögen verschwindet, nimmt zu mit dem Sehwinkel, unter dem die Fläche erscheint, und zwar längs einer hyperbelartigen Kurve. Die Werte der Blendungsbeleuchtungsstärke sind gestrichelt eingezeichnet und gleichen in ihrem Verlauf der Kurve auf Fig. 2.

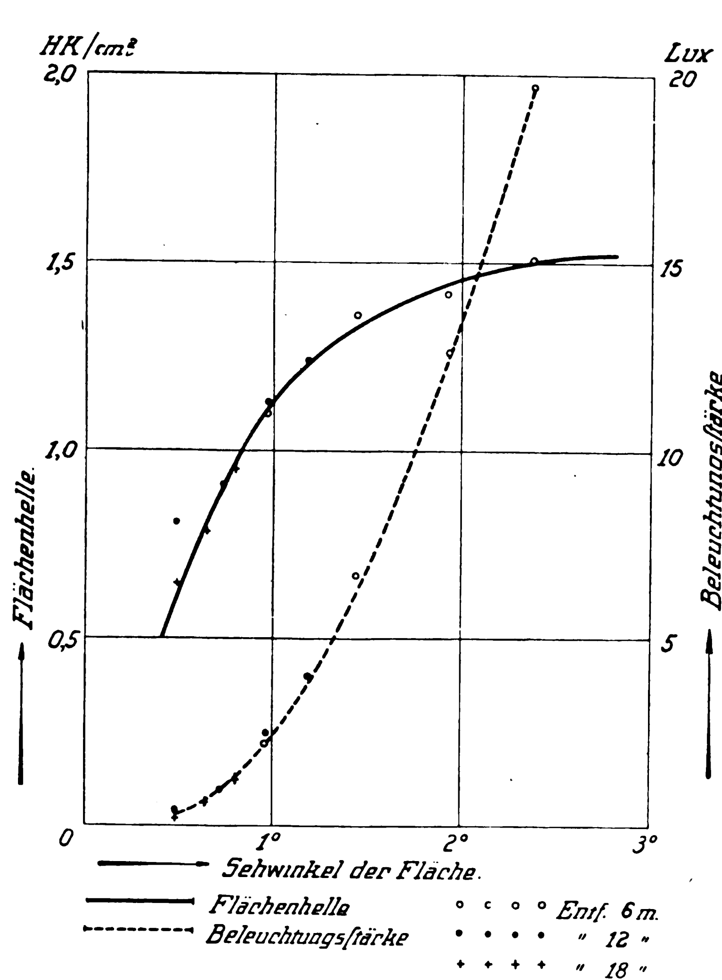


Fig. 6. Abhängigkeit der Überstrahlungsflächenhelle und der Überstrahlungsbeleuchtungsstärke vom Sehwinkel. Allgemeinbeleuchtung 0,01 Lux. 2. Vorversuch.

Die bisherigen Versuche sind eigentlich Sehschärfenbestimmungen in Abhängigkeit vom Sehwinkel der Gesamtfläche, bei konstantem Sehwinkel der Zeichnung, bei variierter Flächenhelligkeit und bei Adaptation des Auges innerhalb 3 Sekunden von Dunkel auf diejenige Flächenhelligkeit, bei der gerade das Erkennungsvermögen durch Überstrahlung verschwindet („Sehschärfenblendung"). Demgemäß laufen sie auch auf schon bekannte Resultate bei Sehschärfenbestimmungen hinaus. An der unteren Grenze des Auflösungsvermögens verschwindet ein bestimmter Grad desselben bei großen Sehwinkeln erst bei geringeren Flächenhelligkeiten als bei kleinem Sehwinkel. In beiden Fällen tritt also die Störung des Auflösungsvermögens bei großen Sehwinkeln erst bei ungünstigeren Verhältnissen ein.

C. Scheinwerferversuche.

Das bei der Überstrahlungsmethode gefundene Resultat konnte uns trotz seiner Übereinstimmung



mit früheren ähnlichen Messungen im Hinblick auf den Zweck der Untersuchung, die Blendungslichtstärke eines Scheinwerfers zu definieren, nicht befriedigen. Bei der Blendung durch Scheinwerfer kommt es nicht auf das Verschwinden der Erkennungsmöglichkeit irgendeiner Figur an, es werden also nicht nur die einzelnen Sehorgane (Zäpfchen) geblendet, d. h. in ihrer Helligkeitsunterschiedsempfindlichkeit gegeneinander gestört, sondern das ganze Auge bzw. das Sehzentrum selbst wird in Mitleidenschaft gezogen. Es handelt sich bei der von einem Scheinwerfer ausgesandten ins Auge dringenden Energie, die als blendend bezeichnet wird, um einen bestimmten Grad des Lichtreizes, und zwar um den, der an der Grenze der Erträglichkeit liegt. Bei dem an der entgegengesetzten Grenze liegenden Grad des Lichtreizes, dem Schwellenwert, hatten wir früher[1]) gefunden, daß die noch wahrnehmbare Reizenergie pro Flächeneinheit mit dem Sehwinkel stark abfällt. Wir vermuteten, daß auch die eben noch erträgliche Reizenergie pro Flächeneinheit einen besonderen Zusammenhang mit dem Sehwinkel, voraussichtlich abnehmend mit wachsendem Sehwinkel, zeigen würde, während die Überstrahlungsflächenhelle mit dem Sehwinkel ansteigt.

Mit der bisherigen Versuchsanordnung hatten wir die Schwierigkeit der Definition der Blendung umgehen wollen. Da diese Methode jedoch nicht zu den erwünschten Resultaten führte, war es geboten, direkt auf Versuche an Scheinwerfern überzugehen und eine neue Definition der Blendung einzuführen. Wir unterschieden entsprechend unserer Erfahrung und Beobachtung aus der Praxis zwei verschiedene Arten von Blendungen:

1. Plötzliche unerträgliche Blendung durch plötzlich auftauchende Scheinwerfer (Richtungsgefühl aufgehoben, gefährlich, wenn die Entfernung nicht so groß ist, daß eine Gewöhnung eintreten kann).
2. Blendung nach Gewöhnung des Auges mit Dunkelpausen, also durch einen aus großer Entfernung ankommenden Scheinwerfer, wobei der Passant die Möglichkeit hat, durch zeitweiliges Zurseitesehen das Auge allmählich zu gewöhnen.

   Diese letztere Art der Blendung kann man in zwei Stufen zerlegen:

   a) Beginnende Blendung (man fühlt sich stark gestört, kann aber noch dauernd in den Scheinwerfer hineinsehen; das Richtungsgefühl ist nicht aufgehoben).
   b) Unerträgliche Blendung (man muß die Augen schließen; Richtungsgefühl ist aufgehoben; gefährlich; doch wird die Gefahr meist zu vermeiden sein, da man ihr Kommen bemerkt).

Bei der plötzlichen Blendung kann der kurzen Zeit wegen, in der die Blendung eintritt, die Unterteilung in a und b nicht gemacht werden.

Diese Definitionen schienen zunächst recht vage, von physiologischen und psychologischen Begleitbedingungen abhängig; und sicher werden sie individuell recht verschiedene Resultate ergeben können. Es ist daher sehr bemerkenswert, daß wir (zu unserer eigenen Verwunderung) trotzdem eine verhältnismäßig große Genauigkeit bei Anwendung obiger Definitionen zu Messungen, besonders bei der plötzlichen Blendung, erhielten.

Die Versuchsbedingungen wurden den praktischen Verhältnissen möglichst angepaßt. Messungen auf der Straße verboten sich, da, abgesehen von der Verkehrsstörung, die Straßenbeleuchtung kaum auf vieltägige Beobachtungszeiten wegen der Mitwirkung des Himmels konstant zu halten, noch viel weniger zu variieren war.

Es stand uns ein über 40 m langer sehr hoher Raum zur Verfügung. An dessen einer Querwand stand ein elektrischer Glühlichtscheinwerfer von 230 mm freier Öffnung mit variierbaren Vorsatzblenden. An der Decke längs der Mitte waren außer direkter Sicht des Beobachters Glühlampen als „Straßenbeleuchtung" so angebracht, daß sie eine möglichst gleichmäßige Allgemeinbeleuchtung ergaben. Der Beobachter wurde stets so gesetzt, daß sein Gesicht im Teile der maximalen Helligkeit des Scheinwerfers festgelegt war.

Die Messungen der plötzlichen Blendung gingen nun so vor sich, daß der Glühlichtscheinwerfer durch vorgeschalteten Widerstand sehr stark abgeschwächt war. Dann wurde durch Verringerung des Widerstandes die Scheinwerferlichtstärke schnell so weit gesteigert, bis „unerträgliche Blendung" vom Beobachter festgestellt wurde. Dieser Vorgang entspricht dem in der Praxis häufigsten Fall: Schnelles Nähern eines Automobils, besonders um eine Biegung der Straße. Der Beobachter hatte also die Aufgabe, sich immer auf dasselbe physiologische und psychologische Gefühl einzustellen. Die Zeit, nach der die Blendung festgestellt wurde, war immer etwa 4 Sekunden.

Diese Methode hat den Nachteil, daß die Farbe des Scheinwerferlichtes je nach Belastung der Glühlampe sich etwas verändert, also auch in Blendungseinstellung nicht gleich war, was aber in Kauf genommen werden mußte. Die Messungen wurden wieder in Abhängigkeit von der Entfernung und vom Blendendurchmesser bei verschiedener Allgemeinbeleuchtung ausgeführt; ihre Resultate sind in Tab. 2 wiedergegeben.

[1]) G. Gehlhoff und H. Schering, Zeitschrift für Beleuchtungswesen **25** (1919), S. 17.



Tabelle 2.

Scheinwerferversuch, plötzliche Blendung. Meßresultate.

Blendendurchmesser		23,0 cm				15,0 cm			
Leuchtende Fläche		400 cm²				161 cm²			
Lux Allgemeinbeleuchtung		7,5	1,0	0,1	0	7,5	1,0	0,1	0
Entfernung 20 m	Sehwinkel	0,660°				0,430°			
	HK	7200	1800	1000	250	5800	1700	900	150
	HK/cm²	18,0	4,5	2,5	0,6	36,0	10,6	5,6	0,93
	Lux	18,0	4,5	2,5	0,62	14,5	4,3	2,5	0,38
Entfernung 30 m	Sehwinkel	0,440°				0,287°			
	HK	12700	4900	2000	400	7800	3800	1700	200
	HK/cm²	31,7	12,3	5,0	1,0	48,5	23,6	10,6	1,24
	Lux	13,9	5,4	2,3	0,44	8,7	4,3	1,9	0,22
Entfernung 40 m	Sehwinkel	0,330°				0,215°			
	HK	26600	9300	3000	700	16300	6500	2800	600
	HK/cm²	66,5	23,3	7,5	1,75	10,1	40,4	17,4	3,73
	Lux	16,7	5,8	1,9	0,44	10,1	4,1	1,8	0,37

Blendendurchmesser		10,0 cm				5,0 cm			
Leuchtende Fläche		63 cm²				8,1 cm²			
Lux Allgemeinbeleuchtung		7,5	1,0	0,1	0	7,5	1,0	0,1	0
Entfernung 20 m	Sehwinkel	0,287°				0,144°			
	HK	3300	1600	400	50	970	400	300	50
	HK/cm²	52,4	25,4	6,4	0,97	120	49,5	37,0	6,19
	Lux	8,2	4,0	1,0	0,12	2,4	1,5	0,75	0,13
Entfernung 30 m	Sehwinkel	0,191°				0,096°			
	HK	5400	2950	1000	130	1800	970	580	200
	HK/cm²	85,8	46,9	15,9	2,06	222	120	71,7	24,6
	Lux	6,0	3,3	1,1	0,14	2,0	1,1	0,64	0,22
Entfernung 40 m	Sehwinkel	0,144°				0,072°			
	HK	11500	5100	1450	400	—	1500	780	270
	HK/cm²	18,2	81,0	23,1	6,36	—	196	96,3	33,4
	Lux	7,2	3,2	0,9	0,25	—	0,94	0,49	0,17

Zu dieser Tabelle ist zu bemerken, daß die Flächenhellen nicht einfach den Quotient aus Lichtstärke und Fläche der Scheinwerferblenden darstellen, sondern noch eine Korrektion hinzukommt, die von der Abschattung eines Teiles der Spiegelfläche durch die vorne versilberte Lampe (Durchmesser der Versilberung 4 cm) herrührt. Die Korrektion ist besonders bei 5 cm Blendendurchmesser sehr groß, wodurch einige Abweichungen dieser Werte sich erklären.

Die in der Tabelle enthaltenen Werte sind in den Figuren 7, 8 und 9 in Kurven dargestellt. Zunächst ersieht man aus Fig. 7, daß in der Tat die Blendungsflächenhelle bei Versuchen mit Scheinwerfern stark mit dem wachsenden Sehwinkel abnimmt, und zwar in Hyperbelkurven von der Gleichung:

$$e = \frac{a\sigma + b}{\sigma^2}$$

(e = Flächenhelle, σ^2 = Sehwinkel.) Naturgemäß liegen die zu höheren Allgemeinbeleuchtungen gehörenden Kurven im Bereiche größerer Flächenhelligkeiten. Die Abnahme der Flächenhelligkeit, d. h. der Reizenergie pro Flächeneinheit, ist in ihrem Verlauf ebenso, wie wir sie früher für kleinste wahrnehmbare Flächenhellen bei Schwellenwertsmessungen gefunden haben. Dies Ergebnis macht daher sehr wahrscheinlich, daß die Reizenergie pro Flächeneinheit für alle Größenordnungen, also vom Schwellenwert ab bis zur unerträglichen Blendung längs hyperbelartigen Kurven mit wachsendem Sehwinkel abnimmt; oder, was gleichbedeutend ist, die Zäpfchenempfindlichkeit oder, wenn man diese als konstant annimmt, die Empfindlichkeit der Ansatzstellen der Sehnerven am Sehzentrum nimmt mit wachsendem Sehwinkel in gleicher Weise zu. Wirken mehrere Zäpfchen zusammen, so kann das Auge geringere Flächenhelligkeiten wahrnehmen, wird aber auch durch geringere Flächenhelligkeiten geblendet.

Die Abhängigkeit der Überstrahlungsflächenhelle von dem Sehwinkel gleicht also in ihrem Verlaufe der Abhängigkeit der Zäpfchenempfindlichkeit vom Sehwinkel, d. h. also, daß mit dem Wachsen der absoluten Lichtempfindlichkeit der einzelnen Sehelemente mit wachsendem Sehwinkel auch die Helligkeitsunterschiedsempfindlichkeit wächst, derart, daß Störungen der Helligkeitsunterschiedsempfindlichkeit erst bei ungünstigeren Ver-

hältnissen eintreten, und zwar bei sehr hohen Flächenhellen bei größeren Flächen erst bei größeren Flächenhelligkeiten und bei sehr kleinen Flächen hellen bei größeren Flächen erst bei kleineren Flächenhelligkeiten. Die Überstrahlungsmethode jedoch ist zur Bestimmung der zur Blendung des ganzen Auges nötigen Energie nicht geeignet.

Trotzdem, wie Fig. 7 zeigt, die Blendungsflächenhelle mit dem Sehwinkel stark abnimmt, nimmt die Blendungsbeleuchtungsstärke durch einen Scheinwerfer mit dem Sehwinkel zu, und zwar ziemlich linear. (Siehe Fig. 8 und 9.) Die Kurven sind entstanden unter Benutzung der durch die Flächenhelligkeitskurven bereits ausgeglichenen Werte. Man sieht, daß sich die eingezeichneten Beobachtungspunkte mit Rücksicht auf die rein gefühlsmäßige Meßmethode diesen ausgeglichenen Kurven gut anpassen. Es fällt allerdings auf, daß im allgemeinen die aus 40 m Entfernung erhaltenen Werte über den Kurven liegen, während die aus 20 m erhaltenen darunter liegen. Dies mag seinen Grund darin haben, daß bei der kleineren Entfernung von 20 m der Anteil des aus der Beleuchtung des Raumes durch den Scheinwerfer herrührenden diffusen Lichtes beim Beobachter stärker war als bei der größeren Entfernung, also die Werte für die Beleuchtungsstärke am Auge bei kleineren Entfernungen denen bei größeren Entfernungen gegenüber etwas zu niedrig sind.

Der allgemeine Verlauf der Kurven, der ein Ansteigen der Blendungsbeleuchtungsstärke mit dem Sehwinkel darstellt, zeigt also, daß man bei gleichbleibender Entfernung bei größeren Scheinwerfern größere Beleuchtungsstärken, also auch Lichtstärken, und zwar etwa proportional dem Scheinwerferdurchmesser ertragen kann, und daß ferner bei gleichbleibendem Scheinwerferdurchmesser und größer werdender Entfernung die noch erträgliche Beleuchtungsstärke etwa proportional der Entfernung abnimmt. Da bei gleichbleibender Lichtstärke die Beleuchtungsstärke mit dem Quadrat der Entfernung abnehmen würde, so nimmt also die blendende Lichtstärke etwa proportional der Ent-

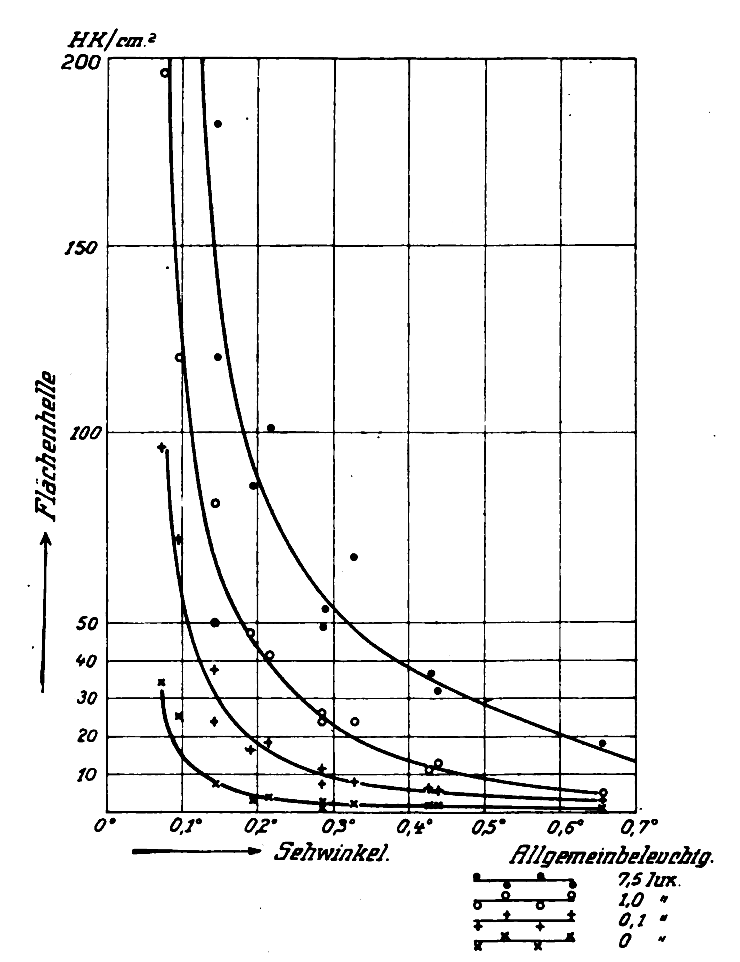


Fig. 7. Abhängigkeit der Blendungsflächenhelle von dem Sehwinkel. 1. Scheinwerferversuch. (Plötzliche Blendung.)

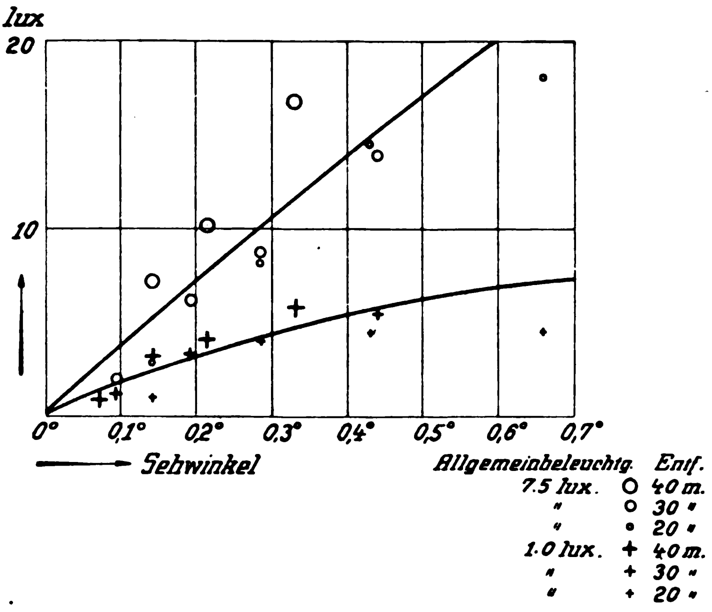


Fig. 8. Abhängigkeit der Blendungsbeleuchtungsstärke vom Sehwinkel. 1. Scheinwerferversuch. (Plötzliche Blendung.)

Tabelle 3.

Scheinwerferversuch, plötzliche Blendung. Errechnete Werte.

Entfernung vom Scheinwerfer		40 m				75 m			
Scheinwerfer-durchmesser	Allgemein-beleuchtung	7,5	1,0	0,1	0 Lux	7,5	1,0	0,1	0 Lux
25,0 cm	Sehwinkel	0,359°				0,192°			
	Lux	11,8	5,1	1,91	0,35	6,3	3,0	1,16	0,25
	HK	19000	8180	3070	570	35400	16900	6500	1400
23,0 cm	Sehwinkel	0,330°				0,176°			
	Lux	10,8	4,8	1,79	0,32	5,7	2,8	1,06	0,24
	HK	17300	7700	2860	510	32000	15800	5970	1350
20,0 cm	Sehwinkel	0,288°				0,153°			
	Lux	9,7	4,3	1,64	0,30	5,0	2,3	0,95	0,22
	HK	15600	6900	2630	480	28100	12900	5350	1240
15,0 cm	Sehwinkel	0,215°				0,115°			
	Lux	7,1	3,4	1,26	0,26	3,7	1,9	0,72	0,19
	HK	11400	5450	2020	415	20800	10700	4050	1070
10,0 cm	Sehwinkel	0,144°				0,077°			
	Lux	4,7	2,3	0,88	0,21	2,5	1,4	0,51	0,16
	HK	7500	3680	1410	336	14000	7890	2860	900

Entfernung vom Scheinwerfer		100 m				200 m			
Scheinwerfer-durchmesser	Allgemein-beleuchtung	7,5	1,0	0,1	0 Lux	7,5	1,0	0,1	0 Lux
25,0 cm	Sehwinkel	0,144°				0,072°			
	Lux	4,7	2,3	0,87	0,21	2,4	1,2	0,47	0,14
	HK	47000	23000	8700	2100	96000	48000	18800	5600
23,0 cm	Sehwinkel	0,132°				0,066°			
	Lux	4,2	2,2	0,80	0,20	2,2	1,1	0,44	0,13
	HK	42000	22000	8000	2000	88000	44000	17600	5200
20,0 cm	Sehwinkel	0,115°				0,058°			
	Lux	3,7	1,9	0,70	0,19	2,0	1,0	0,40	0,12
	HK	37000	19000	7000	1900	80000	40000	16000	4800
15,0 cm	Sehwinkel	0,086°				0,043°			
	Lux	2,8	1,5	0,57	0,17	1,4	0,7	0,32	0,105
	HK	28000	15000	5700	1700	56000	28000	12800	4200
10,0 cm	Sehwinkel	0,057°				0,029°			
	Lux	1,9	1,2	0,38	0,13	1,2	0,6	0,29	0,09
	HK	19000	12000	3800	1300	48000	24000	11600	3600

Tabelle 4.

Scheinwerferversuch, Blendung nach Gewöhnung.

Spiegeldurchmesser = 23,0 cm.

Allgemein-beleuchtung	Eintritt der Blendung						Eintritt der Unerträglichkeit					
	Entfernung 25 m			Entfernung 38 m			Entfernung 25 m			Entfernung 38 m		
Lux	HK	Lux	HK/cm²	HK	Lux	HK/cm²	HK	Lux	HK/cm²	HK	Lux	HK/cm²
0	700	1,12	1,68	2600	1,76	6,2	2100	3,36	5,03	8000	5,50	19,2
0,05	1200	1,92	2,89	4400	3,05	10,6	4400	7,02	10,6	9700	6,68	23,3
0,1	2100	3,36	5,05	4400	3,05	10,6	6500	10,40	15,6	11400	7,85	27,4
1	6500	10,40	15,6	6700	4,63	16,0	18200	29,1	43,7	26000	18,10	63,0
7,5	15800	25,3	38,0	18200	12,60	43,6	33800	54,0	81,1	81200	56,2	196,0

fernung zu. Größere Scheinwerfer lassen also größere Lichtstärken ohne Gefahr der Blendung erreichen, weiter entfernte Scheinwerfer gleichen Durchmessers dürfen heller sein.

In Tab. 3 sind die für verschiedene Entfernungen und Durchmesser errechneten gerade nicht mehr erträglichen Beleuchtungsstärken und Lichtstärken zusammengestellt und in Fig. 10 und 11 für die Allgemeinbeleuchtungen von 1 und 0 Lux graphisch aufgetragen.

Es ist natürlich selbstverständlich, daß bei allen Versuchsbedingungen die Blendung nach

Gewöhnung des Auges wesentlich höher liegt; jedoch wurde sie nicht so eingehend verfolgt, da die längere Einwirkung einer sehr großen Lichtstärke eine Gefährdung für das Auge des Beobachters hätte mit sich bringen können, außerdem die Werte weniger genau wurden. Wir begnügten uns, sie bei einigen nachfolgend beschriebenen Versuchen zu bestimmen.

Diese Versuche wurden, wie schon erwähnt, einem anderen in der Praxis vorkommenden Falle, dem der unterbrochenen Blendung angepaßt, nämlich derart, daß der Scheinwerfer abgedeckt und nur kurze Zeit freigegeben und weiter seine Lichtstärke ruckweise unter jedesmaligem Abdecken erhöht wurde. Diese Methode ergab naturgemäß nicht so glatte Resultate wie die zuerst angewandte, da die Gewöhnung des Auges ziemlich verschiedene Grade annehmen kann, besonders wenn noch Ermüdung dazukommt. Immerhin sind die Werte (siehe Tab. 4) trotz allem recht brauchbar, wie der Vergleich der später noch zu besprechenden Figuren 12 und 13 zeigt. Zunächst ergibt sich derselbe Verlauf für die beginnende bzw. unerträgliche Blendung, wie bei den vorangegangenen Messungen: Die Flächenhelle nimmt mit abnehmender Entfernung bzw. Sehwinkel stark ab, die Beleuchtungsstärke zu. Die drei Ausnahmen erklären sich durch die Unsicherheit der Definition, insbesondere der der beginnenden Blendung. Ein Vergleich der Werte der Blendungsintensität bei 38 m Entfernung und der früher erhaltenen Werte für 40 m Entfernung bei 230 mm Spiegeldurchmesser zeigt, daß die unerträglichen Blendungslichtstärken nach Gewöhnung etwa 4 mal so hoch sind, als die bei plötzlicher Blendung, und etwa 3 mal so groß, als die der beginnenden Blendung nach Gewöhnung.

In allen Fällen zeigt sich jedenfalls, daß die erträgliche und die unerträgliche Blendungslichtstärke mit zunehmender Allgemeinbeleuchtung und mit der Entfernung stark wachsen und daß äußerstenfalls sehr große Lichtstärken und Flächenhelligkeiten vom Auge ertragen werden können.

Ein sehr einfacher Zusammenhang besteht zwischen der Allgemeinbeleuchtung und der Blendungslichtstärke. Trägt man beide logarithmisch auf, so erhält man gerade Linien, die für die verschiedenen Entfernungen oder für verschiedene Blendendurchmesser und gleichen Sehwinkel parallel oder nahezu parallel verlaufen (siehe Fig. 12 und 13). Dies gilt sowohl für die plötzliche Blendung als auch für die Blendung nach Gewöhnung und für die beginnende Blendung ebenso wie für die unerträgliche Blendung. Das gleiche Gesetz hatte schon Julian Blanchard (l. c.) gefunden. Es ist der gleiche logarithmische Zusammenhang, wie er auch sonst bei den Sinnesorganen besteht.

D. Blendung und Farbe.

Die viel umstrittene Frage, ob die Farbe des Lichtes Einfluß auf die Blendung hat, war eigentlich im Kriege schon entschieden, als sich zeigte,

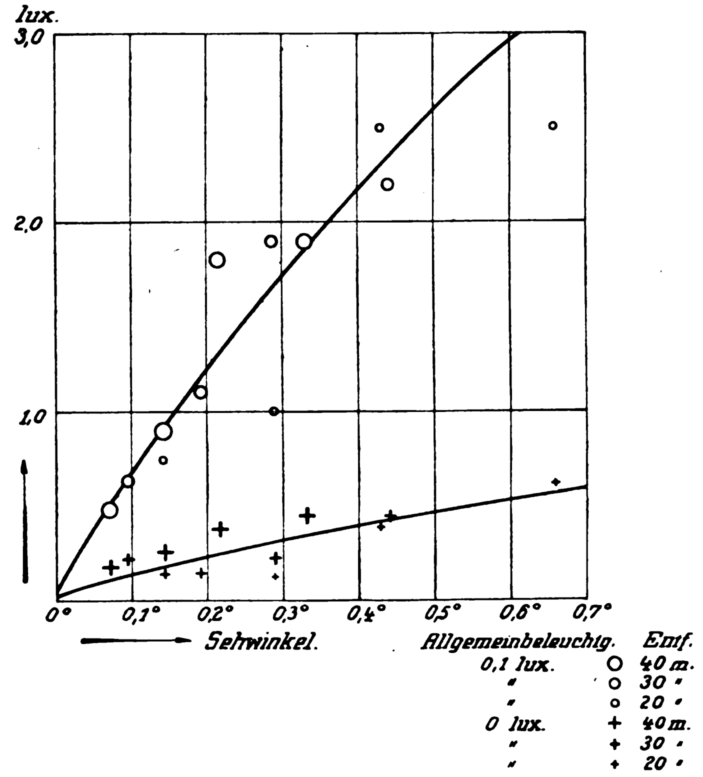


Fig. 9. Abhängigkeit der Blendungsbeleuchtungsstärke vom Sehwinkel. 1. Scheinwerferversuch. (Plötzliche Blendung.)

daß das intensiv weiße, fast bläulich wirkende Licht des Goerz-Beck-Scheinwerfers wesentlich unangenehmer und stärker blendend empfunden wurde, als das gelblich wirkende Licht des normalen Scheinwerfers. Bezüglich der Autoscheinwerfer waren die Meinungen noch vielfach geteilt. Wir stellten daher auch nach dieser Richtung einen Versuch an. Es wurde ein 230 mm-Scheinwerfer in 10 m Entfernung mit vorgesetzter Gelbscheibe bzw. Blauscheibe gemessen. Es ergab sich, daß 1950 HK des gelben Scheinwerfers ebenso blendend wirkten wie 530 HK des blauen Scheinwerfers, die Blendungslichtstärke bei dem gelben Scheinwerfer also 4 mal höher lag als bei dem blauen Scheinwerfer. Obwohl der Sehwinkel in diesem Falle nur 1,5 Grad betrug, das Bild also

wesentlich kleiner war als der gelbe Fleck, und obwohl die Zäpfchen des gelben Fleckes viel stärker gelb als blau empfindlich sind, wirkt doch offenbar das durch Brechung und Zerstreuung diffuse Licht im Auge und die höhere Empfindlichkeit, speziell Blauempfindlichkeit der Stäbchen mit. Auch dieses Resultat bestätigt den oben geführten Schluß, daß für die Blendung des Auges nicht die Blendung des Einzelorgans, sondern der Gesamtreiz maßgebend ist.

E. Anwendung der Ergebnisse auf die Automobilbeleuchtung.

Die vorliegenden Resultate geben die Möglichkeit, maximal zulässige Lichtstärken für Scheinwerfer von verschiedenen Durchmessern und verschiedenen Entfernungen bei verschiedenen Allgemeinbeleuchtungen zu geben. Um für die Gesetzgebung die Mannigfaltigkeit der Angaben einzuschränken, schlagen wir vor, als Entfernung eine untere Grenze anzunehmen, in der eine Person, die plötzlich in einen Scheinwerferkegel gerät, noch die Möglichkeit hat, sich in Sicherheit zu bringen. In dieser Entfernung darf also die Beleuchtungsstärke nicht so groß sein, daß die Person durch plötzliche Blendung ihr Richtungsgefühl verliert. Wenn man als Geschwindigkeit des Wagens 60 km pro Stunde annimmt, so legt dieser 75 m in 4,5 Sekunden zurück. Da der Automobilist in dem angenommenen Falle sicher seine Geschwindigkeit eher verringern wird, so wird man 75 m als die Minimalentfernung festsetzen dürfen. Ist die Entfernung zu kurz gewählt, so hat das nur zur Folge, daß die maximal zulässigen Lichtstärken etwas zu klein werden, also in größerer Entfernung noch weniger blenden. Die maximal zulässigen Lichtstärken gehen aus Tab. 2 bzw. aus den Kurvenscharen Fig. 10 u. 11 hervor. Bei guter Straßenbeleuchtung von 7,5 Lux im Mittel sind große elektrische Scheinwerfer, vorausgesetzt, daß sie mit stark mattierten Lampen oder stark streuenden Riffelscheiben ausgerüstet sind, mit etwa 30000 HK kaum als blendend anzusehen. Bei einer Allgemeinbeleuchtung von 1 Lux sind Azetylenscheinwerfer von 9000 HK bei 250 mm Durchmesser, 6000 HK bei 200 mm Durchmesser noch nicht blendend, wohl aber alle großen elektrischen Scheinwerfer, Kurvenlampen von 100 bis 150 mm Durchmesser jedoch nicht mehr. Bei Fehlen der Allgemeinbeleuchtung, also auf der Landstraße oder in kleinen Ortschaften, sind sogar helle Kurvenlampen von 100 mm Durchmesser schon blendend in dem oben definierten Sinne.[1]) Da nun aber einerseits bei guter Allgemeinbeleuchtung helle Scheinwerfer nicht erforderlich, andererseits aber auf der Landstraße bei den dort üblichen großen Geschwindigkeiten diese unbedingt nötig sind, so ergibt sich von selbst die Forderung, daß starke Scheinwerfer mit einer Vorrichtung zur Verminderung der Helligkeit ausgerüstet, d. h. abblendbar sein müssen. Derartige Scheinwerfer werden dann auf der Landstraße auf freier Strecke in der Regel unabgeblendet Verwendung finden. Ihre Lichtstärke muß dabei so groß sein, daß auf genügende Entfernung (etwa 200 m) Hindernisse oder entgegenkommende Fuhrwerke erkannt werden können. Die Helligkeit muß aber kleiner sein, als die Blendungshelligkeit nach Gewöhnung bei fast vollkommener Dunkelheit auf 200 m beträgt, damit nicht Entgegenkommende, ehe sie vom Automobil aus erkannt werden, bereits durch überstarke Blendung in ihrem Richtungsgefühl gestört werden. Bei dem Streulicht des sich allmählich nähernden Scheinwerfers wird man auf 200 m eine etwas höhere Allgemeinbeleuchtung als 0, und zwar etwa 0,02 Lux annehmen können. Hierbei ergibt sich aus dem linearen Zusammenhang zwischen dem Logarithmus der Lichtstärke und der Allgemeinbeleuchtung eine plötzliche Blendungslichtstärke von 10000 HK, also eine Blendungslichtstärke nach Gewöhnung von 40000 HK. Das heißt also, die größeren elektrischen Scheinwerfer von 200 bis 250 mm Durchmesser und Glasspiegel mit mittelstark mattierter Lampe oder Riffelscheibe von 25 bis 30 Grad Streuung sind unter den genannten Umständen noch nicht unerträglich blendend. Die Beleuchtungsstärke auf 200 m würde 1 Lux betragen, also zum Erkennen großer Gegenstände ausreichend sein. Wenn der Automobilist das entgegenkommende Fuhrwerk erkannt hat, so hat er abzublenden. Der abgeblendete Scheinwerfer muß noch eine gute Beleuchtung der Fahrstraße geben, so daß der Fahrer nicht durch plötzliche Verringerung der Beleuchtung selbst unsicher wird. Dieser Forderung genügen alle bisherigen Abblendungsvorrichtungen noch nicht. Die Lichtstärke des abgeblendeten Scheinwerfers in der Horizontalen darf aber natürlich nicht größer sein, als die plötzliche Blendungslichtstärke auf 75 m, d. h. etwa 1200 bis 1400 Kerzen bei 200 bis 250 mm Durchmesser.

In Ortschaften bzw. beim Durchfahren von Kurven wird gefordert werden müssen, daß die großen Scheinwerfer abgeblendet werden, damit in diesen Fällen plötzlich in den Strahlenkegel geratende Personen nicht gefährlich geblendet werden. Die horizontale Lichtstärke der abgeblendeten Scheinwerfer darf daher den obengenannten Betrag nicht überschreiten. Kurvenlampen, wenn sie auf der Landstraße verwandt werden, dürfen bei 10 cm Durchmesser nicht heller als 900 HK, bei 15 cm Durchmesser nicht heller als 1100 HK sein.

[1]) Ein kleinerer Linsenscheinwerfer von 4,5 mm Durchmesser wirkte unangenehm bei 4,1 HK Lichtstärke gleich 0,0305 Lux beim Beobachter in 11,6 m Entfernung (Sehwinkel gleich 0,045°) und unerträglich stark blendend bei 35,5 HK gleich 0,264 Lux beim Beobachter, beides bei 0,005 Lux Allgemeinbeleuchtung.

Azetylenscheinwerfer von 250 mm Spiegeldurchmesser werden bei 9000 HK erst auf etwa 100 m entgegenkommende Fuhrwerke erkennen lassen. Die Blendungslichtstärke nach Gewöhnung beträgt bei 0,02 Lux Allgemeinbeleuchtung 23000 Kerzen. Die Azetylenscheinwerfer werden also auf diese Entfernung noch nicht blendend sein, wenn Gewöhnung vorhergehen konnte. Die Forderung der Abblendung wird also für diese Scheinwerfer nur beim Durchfahren von Kurven oder Ortschaften zu stellen sein.

Zur Erreichung großer Beleuchtungsstärken beim Fahren auf freier Strecke empfiehlt es sich immer, möglichst große Scheinwerfer zu wählen, weil diese eine höhere Blendungslichtstärke haben, d. h. also heller sein dürfen als kleinere Scheinwerfer.

Beim Fahren in gut beleuchteten Straßen wird der Automobilist schon aus Sparsamkeitsrücksichten nur mit Kurvenlampen oder abgeblendeten Scheinwerfern, eventuell mit Vorschaltwiderstand fahren, so daß die Scheinwerfer mehr als Positionslaternen, denn zur Wegbeleuchtung dienen.

In schlecht beleuchteten Straßen, also bei 0,1 Lux Allgemeinbeleuchtung, sind alle elektrischen und Azetylenscheinwerfer von 20 cm Durchmesser aufwärts bei plötzlicher Blendung gefährlich. Für die Kurvenlampen von 10 und 15 cm Durchmesser ist eine obere Grenze schon für die Landstraße gegeben. Sie blenden also in schlecht beleuchteten Straßen nicht. Genügt ihr Licht dem Automobilisten zur Wegbeleuchtung nicht, so können abgeblendete elektrische oder Azetylenscheinwerfer mit der oben angegebenen Grenze für die horizontale Lichtstärke angewandt werden.

Schließlich ergab sich noch eine Abhängigkeit der Blendungslichtstärke von der Farbe des Lichtes, derart, daß blaues Licht sehr viel stärker blendete als gleichhelles gelbes Licht. Dieser Umstand ist günstig für die gelblich leuchtenden Azetylenscheinwerfer, ungünstig dagegen für die elektrischen Scheinwerfer mit überlasteten weiß brennenden Glühlampen. Es ist danach auch Gelbfärben des Scheinwerferlichtes durch vorgesetzte Farbscheiben bzw. schwächere Belastung der Scheinwerferglühlampen zu erwägen.

Faßt man alle Resultate zusammen, so ergeben sich manche wertvolle Richtlinien für die Auswahl und Verbesserung von Automobilscheinwerfern sowie für eine die Blendung verhütende Gesetzgebung. Vor allen Dingen sieht man, daß die Lichtstärke der „gefährlichen Blendung" wesentlich höher liegt, als bisher angenommen wurde, und daß die obere Grenze für allerdings abblendbare Scheinwerfer zu etwa 40000 Kerzen gesetzt werden kann. Dies ist die Lichtstärke der modernen großen elektrischen Scheinwerfer mit normalisierten Lampen und Riffelglasscheiben oder mattierten Lampen.

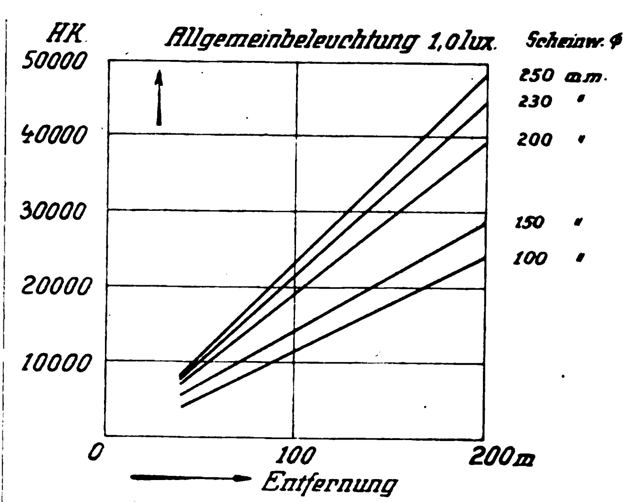


Fig. 10. Abhängigkeit der Blendungslichtstärke von der Entfernung bei verschiedenen Scheinwerferdurchmessern. Plötzliche unerträgliche Blendung.

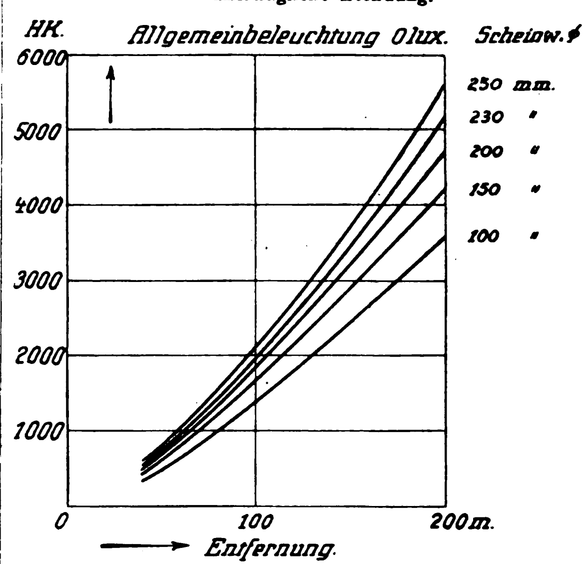


Fig. 11. Abhängigkeit der Blendungslichtstärke von der Entfernung des Scheinwerfers bei verschiedenen Scheinwerferdurchmessern. Plötzliche unerträgliche Blendung.

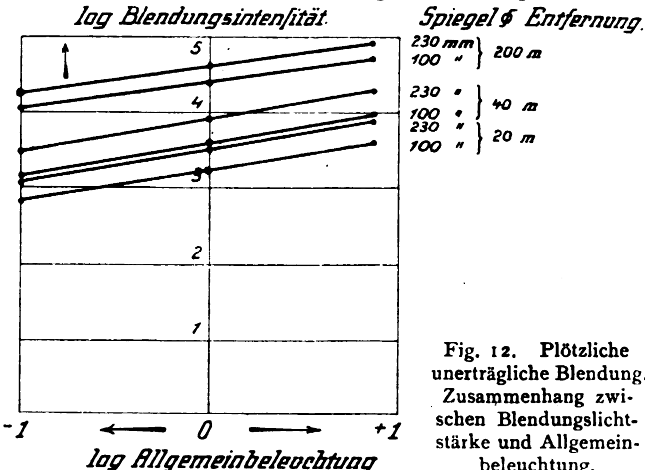


Fig. 12. Plötzliche unerträgliche Blendung. Zusammenhang zwischen Blendungslichtstärke und Allgemeinbeleuchtung.

Die stärksten Azetylenscheinwerfer von 250 mm Durchmesser und einer Helligkeit von 9000 Kerzen sind nur unter gewissen Umständen gefährlich, nämlich bei völliger Dunkelheit in einer solchen Verkehrsstraße, in der der Verkehr bis zum Passieren des Automobils nicht angehalten werden kann.

F. Schlußbemerkung.

Wir sind uns bewußt, daß die angegebenen Zahlen der maximal zulässigen Lichtstärken keine absolute Gültigkeit haben und daß wir auch das Problem noch nicht restlos gelöst haben. Hierzu wäre eine noch größere Häufung der Messungen unter verschiedenen Verhältnissen und mit verschiedenen, namentlich auch ungeübten und nervösen Beobachtern nötig. Aber es ist uns gelungen, dies stark umstrittene Gebiet der physikalischen Messung zugänglich zu machen, Methoden zu finden, mit denen die vielleicht noch offengebliebenen Fragen der Lösung nähergebracht werden können, und einige allgemein gültige Gesetze aufzustellen. Die Ergebnisse werden also relativ zueinander so bleiben, wie sie sind, wenn auch ihre absoluten Größen sich noch ändern können. Auch in physiologischer Beziehung scheinen uns die bisherigen Ergebnisse neu und beachtenswert, so daß sie weiter verfolgt werden sollten. Es wäre namentlich der Einfluß der Farbe des Lichtes auf die Blendung und die Pupillengröße bei beginnender und unerträglicher Blendung eingehender zu studieren. Schließlich wären auch noch neutrale, nicht geschulte Beobachter aus dem Publikum zu Messungen heranzuziehen, da diese vielleicht zu anderen Werten kommen können, sowie die Versuchsbedingungen im Hinblick auf verschiedene Verhältnisse praktisch zu variieren. Allgemein ergibt sich hier wie bei dem von uns früher untersuchten entgegengesetzten physiologischen Effekt, dem der Reizschwelle (l. c.), daß die Größe eines Lichtreizes nicht bestimmt wird durch den Reiz des einzelnen Netzhautelementes, sondern durch den Gesamtreiz der Netzhaut, d. h. der Sinneseindruck beim Reiz der einzelnen Netzhautelemente variabel ist mit der Anzahl der gereizten Elemente.

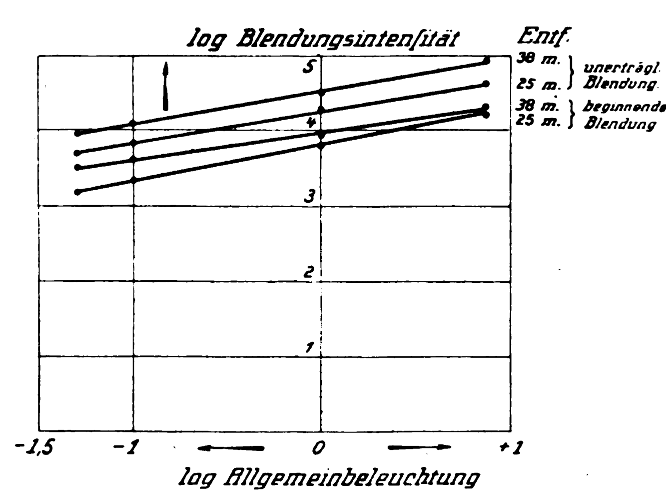


Fig. 13. Blendung nach Gewöhnung. Zusammenhang zwischen Blendungslichtstärke und Allgemeinbeleuchtung. Scheinwerferdurchmesser 230 mm.

G. Zusammenfassung.

1. Es werden Definitionen für plötzliche Blendung und Blendung nach Gewöhnung, beginnende und unerträgliche Blendung gegeben, die der physikalischen und physiologischen Messung zugänglich sind und eine überraschende Meßgenauigkeit ergeben.

2. Es wird gezeigt, daß ein bestimmter Grad von Reizenergie pro Flächeneinheit, also auch die Blendungsflächenhelle mit dem Sehwinkel längs einer Hyperbelkurve abnimmt, deren Gleichung die Form

$$e = \frac{a\sigma + b}{\sigma^2}$$

(e = Flächenhelle, σ = Sehwinkel) hat.

3. Die Blendungsbeleuchtungsstärke nimmt mit dem Sehwinkel nahezu geradlinig zu

$$E_B \sim \frac{D}{A}.$$

4. Bei konstantem Sehwinkel ist die Blendungsbeleuchtungstärke unabhängig von der Entfernung und konstant für die jeweilige Allgemeinbeleuchtung.

5. Bei gleichbleibender Entfernung ergibt sich ein Anwachsen der Blendungslichtstärke nahezu proportional dem Scheinwerferdurchmesser und bei gleichbleibendem Scheinwerferdurchmesser ein Anwachsen der Blendungslichtstärke nahezu proportional der Entfernung

$$\frac{J_B}{A \cdot D} = \text{konst.}$$

6. Die unerträgliche Blendungslichtstärke nach Gewöhnung ist 4mal so groß als die bei plötzlicher Blendung und 3mal so groß als die bei beginnender Blendung nach Gewöhnung.

7. Der Logarithmus der Blendungslichtstärke ist bei gleichbleibendem Sehwinkel proportional dem Logarithmus der Allgemeinbeleuchtung

$$J_B = E_0^a \cdot 10^b,$$

wenn a und b die Konstanten der Gleichungen 1. Grades in logarithmischen (Brigg) Koordinatensystem bedeuten. Hierbei scheint a eine universelle Konstante zu sein, da alle Geraden parallel

verlaufen, während b mit Entfernung, Durchmesser usw. sich ändert.

8. Der Einfluß der Farbe des Lichtes ist sehr groß, und zwar ist die Blendung durch kurzwelliges Licht stärker als durch langwelliges, was auf Mitwirkung der Stäbchen durch den Reiz diffusen Lichtes oder Miterregung schließen läßt.

9. Es werden Anwendungen aller dieser Resultate auf die Automobilbeleuchtung gegeben.

10. Die Messungen nach der Überstrahlungsmethode zeigen ein Anwachsen der Überstrahlungsflächenhelle mit dem Sehwinkel längs einer Hyperbelkurve, analog dem Anwachsen der Zäpfchenempfindlichkeit mit wachsendem Sehwinkel, was den Schluß nahelegt, daß die Helligkeitsunterschiedsempfindlichkeit und die absolute Helligkeitsempfindlichkeit der Zäpfchen sich gleich verhalten. Zur Klärung der Frage nach der Blendung durch Scheinwerfer sind derartige Messungen nicht brauchbar.

(Eingegangen am 24. März 1923.)

Besprechungen.

Aitken, J., **Collected Scientific Papers ed. for the Royal Society of Edinburgh.** XXI, 591 S. Cargill G. Knott, University Press, Cambridge 1923.

John Aitken, 1839 zu Falkirk geboren, kann als technischer Physiker bezeichnet werden. Seine gesammelten Abhandlungen, welche Knott in gekürzter Auswahl herausgibt, dürften darum den Leserkreis dieser Zeitschrift interessieren. Aitkens Laufbahn begann im Ingenieurberuf. Gesundheitsrücksichten zwangen ihn, diesen frühzeitig aufzugeben. Er wandte sich physikalischen Experimentalforschungen zu und hat namentlich auf den Gebieten der Geophysik, besonders der Ozeanographie und Meteorologie hervorragendes geleistet. Den Ingenieur konnte er bei seinen Forschungen nicht verleugnen. Zielsetzung — wie in der Arbeit über Sicherheitsventile — oder Methoden entsprangen vielfach technischem Geiste. So führten seine Untersuchungen gelegentlich über die einfachen Laboratoriumsexperimente hinaus und schließen mit technisch gut durchkonstruierten Apparaten. Die Forschungen, welche mit der Abhandlung über Sieden von Flüssigkeit und Kondensation von Dämpfen beginnen, sind besonders kennzeichnend für die Arbeitsweise dieses technischen Physikers. Schon in der ersten Abhandlung tritt uns die wichtige Entdeckung der Kondensationskerne entgegen. Neben der meteorologischen und physikalischen Bedeutung der Entdeckung fühlt Aitken sofort die Möglichkeit einer Umkehrung des Problems. Sind Kondensationskerne zur Nebel- und Wolkenbildung nötig, so kann das Entstehen von Wassertröpfchen in expandierter Luft zur Zählung der Kerne verwendet werden. Der bekannte Aitkensche Staubzähler entstand und wurde, wie man an den Abhandlungen verfolgen kann, bis zu dem handlichen Taschenapparat durchgebildet, welchen heute jeder Meteorologe kennt. Aitken selbst hat ihn bei zahlreichen Untersuchungen über den Staubgehalt der Luft, über das Auftreten von Staub nach dem Durchgang des Halleyschen Kometen usw. benutzt. Die mit dem Kondensationsproblem zusammenhängenden Arbeiten bilden den Hauptinhalt des Bandes. Außerdem sei noch auf die Abhandlungen über die Regelation des Eises, die Gletschertheorie, auf die in das Gebiet der Farbenlehre fallenden Untersuchungen und auf die Ozeanographischen Arbeiten verwiesen. V. Engelhardt.

Einstein, A., **Vier Vorlesungen über Relativitätstheorie**, gehalten im Mai 1921 an der Universität Princeton. 4 Abb., 70 S. 8°. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1922.

Laue, M. v., **Die Relativitätstheorie.** 2 Bd. Die allgemeine Relativitätstheorie und Einsteins Lehre von der Schwerkraft. Sammlung Die Wissenschaft, Bd. 68, 23 Abb., XII, 176 S. 8°. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1921.

Esclangon, M. E., **Les preuves astronomiques de la Relativité.** 27 S. 8°. Gauthier-Villars et Cie., Paris 1922.

Becquerel, M. Jean, **Le Principe de la Relativité et la théorie de la gravitation.** IX, 342 S. 8°. Gauthier-Villars et Cie., Paris 1922.

Haldane, Lord, **Le Règne de la Relativité.** Traduction française par M. H. de Varigny. XXVI, 590 S. Gauthier-Villars et Cie., Paris 1922.

Nachdem der mathematische Ausbau der allgemeinen Realitivitätstheorie einen gewissen Abschluß erreicht hat, tritt die Frage der experimentellen Bestätigung immermehr in den Vordergrund. Da es sich bei der experimentellen Prüfung um die Feststellung von Korrektionsgrößen handelt, die in der Größenordnung der Meßfehler liegen, kann nur eine Häufung von Beobachtungen zum Ziele führen. Geraume Zeit wird ins Land gehen, bevor wir sicher entscheiden können, ob die Messungen für Einsteins Hypothese sprechen. Die Schwierigkeit und Unsicherheit einzelner Untersuchungen liefert unterdeß manchen Anlaß zu einer Polemik, die leider nicht immer in den der Wissenschaft angemessenen Bahnen verläuft. Doch dürfte der Zukunft, nachdem der erste Sturm populärer Begeisterung sich legte, größere Ruhe beschieden sein — nicht zum Schaden der experimentellen Bemühung, an die man von keiner Seite mit vorgefaßter Meinung herantreten sollte.

Die experimentelle „Ära" der Relativitätstheorie weckt das Bedürfnis nach Büchern, die, für den Physiker bestimmt, in das schwierige Gebiet der mathematischen Arbeit einzuführen vermögen. Einsteins Vorlesungen tragen dem Rechnung. Abgesehen von dem Reiz, den es bietet, den Urheber der Gedanken selber zu hören, ist das Büchlein wegen der gelegentlich eingestreuten erkenntnistheoretischen Bemerkungen besonders interessant. Alle Apriorität des Systems, die man von mancher Seite einzuschmuggeln versuchte, wird abgelehnt. Es ist nach Einsteins Überzeugung „eine der verderblichsten Taten der Philosophen, daß sie gewisse begriffliche Grundlagen der Naturwissenschaften aus dem der Kontrolle zugänglichen Gebiete des Empirisch-Zweckmäßigen in die unangreifbare Höhe des Denknotwendigen (Apriorischen) versetzt haben". In der Einfachheit der Hypothese — nicht in ihrer „apriorischen" Notwendigkeit liegt nach Einstein „der methodische Fortschritt, den die Elektrodynamik der speziellen Relativitätstheorie verdankt". Sie hat die Zahl der unabhängigen Hypothesen verringert. In ähnlicher Weise ist die allgemeine Relativitätstheorie gedanklich befriedigend, weil sie in der Äquivalenzhypothese eine „numerische Gleichheit auf eine Gleichheit des Wesens reduziert".

Wem die kurze Einführung Einsteins in den Tensorkalkül nicht genügt, greife zu dem umfangreicheren Buche von Laue, das als zweiter Band seiner Relativitätstheorie erschien. Nach einer Schilderung der alten Gravitationstheorien werden die für die Beherrschung der Relativitätstheorie nötigen mathematischen Hilfsmittel ausführlich behandelt. Eine Empfehlung des Buches ist bei dem Namen des Verfassers nicht nötig. Laue hat, „je mehr er sich in die Theorie hineindachte, um so mehr" von der ihr „innewohnenden Überzeugungskraft empfunden, trotzdem er auch jetzt noch der Ansicht ist, daß diese Theorie weder eine so sichere Bestätigung an der Erfahrung, noch eine solche innere Geschlossenheit gefunden hat, wie die beschränkte Relativitätstheorie damals, als er den ersten Band schrieb", heißt es im Vorwort. Man sieht alle Wege führen schließlich zum Experiment.

Dieses dürfte, wie Esclangon in seiner kurzen Broschüre richtig ausführt, vorwiegend den Astronomen zugedacht sein. Erst astronomische Räume, Zeiten, Massen und Geschwindigkeiten vermögen die Korrektionsglieder zu meßbaren Größen auswachsen zu lassen. Aber auch in astronomischer Sphäre ist die Untersuchung nicht leicht. Die Ablenkung der Lichtstrahlen im Gravitationsfeld der Sonne, kann erst bei gehäuften Beobachtungen einigermaßen sicher festgestellt werden. Eine Häufung der Messungen aber ist bei der Seltenheit totaler Sonnenfinsternisse erst in langer Zeit zu erreichen. Noch seltener ist das — an sich günstigere — perspektivische Zusammenfallen zweier Sterne von größerer Masse als der unserer Sonne. Die Rotverschiebung der Spektrallinien im Gravitationsfeld bietet ein dankbares Feld experimentellen Bemühens, da sie immer untersucht werden kann. Beobachtungen an der Sonne werden durch die unbekannten Druckverteilungen erschwert. Beobachtungen an anderen Sternen, die wegen der größeren Masse der Sterne günstigere Chancen zu bieten vermögen, sind nach Esclangon kaum jemals beweiskräftig, weil es nicht möglich sein wird, die Rotverschiebung vom Dopplereffekt zu trennen. Für die Auswertung der Bewegung des Merkurperikels verlangt der Verfasser eine Berechnung der Merkurbahn nach der Einsteinschen Gravitationstheorie und einen anschließenden Vergleich mit der Erfahrung, an Stelle eines Vergleichs der „Newtonischen" Bahn, mit den aus der Einsteinschen Theorie folgenden Korrektionsgrößen.

Die Schrift von Esclangon zeigt, daß auch in Frankreich großes Interesse für die Relativitätstheorie lebendig ist. Jean Becquerel hat es deswegen unternommen, ein sehr ausführliches, für den Physiker berechnetes, Lehrbuch zu schreiben. Er ist begeisterter Anhänger Einsteins. „Man muß heute die neuen Gedanken verbreiten", betont er, „Sie führen nicht zur Verwirrung der Wissenschaft, im Gegenteil, ihnen entspringt eine wunderbare Harmonie, eine prachtvolle Zusammenfassung der Naturgesetze, in der man zum erstenmal die Zusammenhänge zwischen scheinbar unabhängigen Erscheinungen gewahrt".

An ein weites Publikum wendet sich die französische Übersetzung des Buches von Haldane, welches dem Relativitätsprinzip im philosophischen Sinne gewidmet ist. Der Einsteinschen Physik kann in diesem umfassenden Rahmen nur ein kleiner Raum gewidmet sein. V. Engelhardt.

Lenard, P., **Über Äther und Uräther.** 2. verm. A. mit einem Mahnwort an Deutsche Naturforscher. 66 S. S. Hirzel, Leipzig 1922.

Die Neuauflage der bekannten Lenardschen Schrift erschien gerade zur Leipziger Naturforscherversammlung im Herbst 1922, und sie bildete neben den sonst erhobenen Protesten gegen die Relativitätsvorträge daselbst eine besonders eindringliche Form, in der gegen solche Veranstaltungen Stellung genommen wurde. Lenard sieht in der Hochflut der relativistischen Physik eine Gefahr für die echte Physik. Die Relativitätstheorie ist ihm „ein Hypothesenhaufen" und „schon die Ankündigung des Namens ‚Relativitätstheorie' ist nach gegenwärtigem Stand der Dinge Trug". „Sieht man nicht außerdem die Unsicherheit, die allem Hypothesenwerk anhaften muß, ganz besonders deutlich auch an dem Schwanken der Grundlagen bei Herrn Einstein selbst, sowie bei den Anhängern und weiteren Ausbauern seiner ‚Theorie'? Hat nicht Herr Einstein den erst von ihm mit so großem Nachdruck als nicht vorhanden hingestellten Äther dann später zum Gegenstand eines Vortrages gemacht, worin sein Vorhandensein und seine etwaigen Eigenschaften diskutiert werden? Ist der Äther diskutabel, so ist es auch die absolute Bewegung, und ist es diese, so ist es auch von Grund aus die Richtigkeit und aller Wert einer Relativitätstheorie; merkt man das nicht? fragt man sich bei Verantwortlichen, die für Gediegenheit sorgen sollten, noch immer nicht, ob ein Bauwerk, dessen Grundlagen so schwankend sind, geeignet ist, vor Kreisen, die noch althergebrachtes Vertrauen auf Naturwissenschaft besitzen, als Errungenschaft hingestellt zu werden?" Soviel als Probe aus dem der Schrift beigegebenen Mahnwort. Bezüglich des weiteren Inhalts sei bemerkt, daß er sowohl im Text, wie auch in den Literaturnachweisen und Anmerkungen vielfach gegenüber der ersten Auflage erweitert und durch Berücksichtigung neuerer Ergebnisse ergänzt worden ist; so weist z. B. Lenard auf die Arbeit von Mohorovicic hin, der gezeigt hat, daß die sogenannte Rotverschiebung der Spektrallinien durchaus nicht für die Relativitätstheorie charakteristisch ist, sondern aus sehr einfachen Überlegungen hergeleitet werden kann.

E. Gehrcke.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Elektrophysikausschuß der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.

Seitens der General Electric Company in New York unter Beteiligung der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft und des Siemens-Konzerns in Berlin ist die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft (Berlin C 2, Schloß, Portal III) ein Betrag von zunächst 15000 Dollars zur Verfügung gestellt worden mit dem Ziel, durch einen von der Notgemeinschaft zu begründenden besonderen Ausschuß die wissenschaftliche Forschung auf dem Gebiete der Elektrophysik zu fördern. Für die Tätigkeit dieses Ausschusses sind, im Einverständnisse mit den Stiftern, die nachstehenden Richtlinien erlassen:

1. Die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft verwendet die von der General Electric Company, Schenectady/New York, sowie der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft, Berlin, und dem Siemenskonzern, Siemensstadt-Berlin, zur Verfügung gestellten Mittel zur Unterstützung von Forschern auf dem Gebiete der Elektrophysik vorzugsweise bei ihren experimentellen Arbeiten.

2. Die Entscheidung über die Verwendung der Mittel obliegt dem Elektrophysikausschuß der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft. Der Präsident der Notgemeinschaft hat folgende Fachangehörige zu Mitgliedern des Elektrophysikausschusses ernannt:

M. Planck (Vorsitzender), Berlin,
M. v. Laue (stellv. Vorsitzender), Berlin,
J. Franck, Göttingen,
F. Haber, Berlin,
W. Nernst, Berlin,
M. Wien, Jena.

Die drei Stifterfirmen entsenden zu den Sitzungen des Elektrophysikausschusses Vertreter mit beratender Stimme.

3. Anträge, die dem unter 1) gekennzeichneten Zweck entsprechen, sind zu richten an den Elektrophysikausschuß der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, z. H. des Geschäftsführers Herrn Dr. A. Berliner, Berlin W 9, Linkstraße 23/24.

In den Anträgen ist das in Angriff zu nehmende Problem deutlich zu kennzeichnen; auch ist die beantragte Summe und die Art der Verwendung anzugeben, ebenso in welchen Zeitabständen und in welcher Form (Bank- und Postscheckkonto, Amt und Nr.) die evtl. Teilzahlungen erfolgen sollen.

Außerdem ist anzugeben, ob der Antragsteller zusagt, die evtl. von ihm benötigten Apparate durch die Notgemeinschaft zu beziehen (möglichst mit Angabe der vorgeschlagenen Firma und genauer Katalogbezeichnungen).

Schließlich ist anzugeben, ob und wann ähnliche Anträge an andere Stellen gerichtet worden sind und welche Beziehungen zwischen den verschiedenen Anträgen bestehen.

4. Die bewilligten Mittel können wie folgt verwendet werden:

a) Zur Beschaffung von Apparaten und Material (Sachausgaben). Die Mittel dürfen jedoch nicht dazu verwendet

werden, dem Staat seine Verpflichtung zur Erhaltung der Institute im arbeitsfähigen Zustand abzunehmen. Sachausgaben, die nicht unmittelbar mit der Lösung des beantragten Problemes zusammenhängen, dürfen daher nicht aus der Bewilligung bestritten werden. Die Notgemeinschaft behält sich das Eigentumsrecht an Gegenständen von erheblichem bleibendem Wert vor.

b) Zur persönlichen Entlohnung von Mitarbeitern und Hilfskräften. Der Gesichtspunkt der Förderung des wissenschaftlichen Nachwuchses darf im Rahmen der persönlichen Entlohnung Berücksichtigung finden, indem geeigneten Mitarbeitern laufende Vergütigungen gewährt werden, durch die ihr Einkommen bis auf die Höhe eines etatsmäßigen Assistentengehaltes gebracht wird.

c) Der Elektrophysikausschuß behält sich vor, bei der Bewilligung in geeigneten Fällen den Empfänger einzuladen, bestimmte Bruchteile der bewilligten Summe für die persönliche Lebensführung zu verwenden.

5. Die Anträge sollen sich nicht auf Aufgaben beziehen, deren Lösung eine unmittelbare industrielle Bedeutung zukommt, z. B. also die Ausarbeitung spezieller technischer Verfahren.

Sofern sich aber bei der Verfolgung des wissenschaftlichen Zieles als Nebenresultat ein solches technisches Verfahren ergibt, das der betreffende Forscher auszuarbeiten wünscht, so wird erwartet, daß der Empfänger den Stifterfirmen gemeinschaftliche Gelegenheit zur Ausbeutung des Verfahrens gibt. Er soll deshalb das Verfahren beim Reichspatentamt anmelden und eine Abschrift der Anmeldung an den Ausschuß senden. Wenn die drei Stifterfirmen nicht in angemessener Zeit erklären, daß sie an der Erfindung interessiert sind, so bleibt die Verwertung dem Erfinder überlassen. Wenn Interesse besteht, aber über die Bedingungen für die Ausbeutung der Erfindung keine Vereinbarungen zustande kommen, mit denen sich die Parteien befriedigt erklären, so soll die Erfindung ungeschützt bleiben und veröffentlicht werden.

Außerdem wird erwartet, daß der Erfinder aus den Gewinnen, die ihm die Erfindung bringt, dem Elektrophysikausschuß die empfangene Unterstützung in angemessener Zeit, und zwar in voller Höhe, also dem Goldmarkwert entsprechend, zurückzahlt.

6) Der Elektrophysikausschuß verlangt keine ins Einzelne gehende Rechenschaft über die Verwendung der bewilligten Summe. Jedoch ist anzugeben, welche Gegenstände von erheblichem bleibendem Wert beschafft worden sind. Im übrigen gilt als Zeugnis sachgemäßer Verwendung der Unterstützung das Zustandekommen einer wissenschaftlich wertvollen Arbeit. 12 Sonderabdrücke oder Abschriften dieser Arbeit sind dem Elektrophysikausschuß zur Verfügung zu stellen; dieser wird erforderlichenfalls die Kosten der Herstellung der Abschriften tragen.

In der Arbeit ist ein kurzer Hinweis anzugeben, daß die Arbeit mit den Mitteln des Elektrophysikausschusses der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft geleistet wurde.

7. Alle Auszahlungen erfolgen, dem deutschen Gesetz entsprechend, in Reichsmark. Die Bewilligungen erfolgen in Goldmark und werden zu dem am Zahlungstage gültigen Dollarkurs in Reichsmark umgerechnet.

Der Präsident der Notgemeinschaft
(gez.) Dr. F. Schmidt-Ott,
Staatsminister.

Personalnachrichten.

Dresden. Die Mitteilung in Nr. 5 dieser Zeitschrift über die Besetzung des Lehrstuhles von W. Hallwachs ist dahin richtigzustellen, daß Prof. Schaefer-Marburg den erhaltenen Ruf abgelehnt hat. Darauf ernannte das sächsische Kultusministerium Prof. Dr. Dember zum ordentlichen Professor für Physik und zum Direktor des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule zu Dresden.

Berlin. Privatdozent für Experimentalphysik an der Berliner Technischen Hochschule Dr. Georg Gehlhoff wurde zum nichtbeamteten außerordentlichen Professor ernannt.

München. Das an der Universität München neuerrichtete Extraordinariat für physikalische Chemie wurde vom 1. August 1923 ab dem Privatdozenten a. o. Professor Dr. Kasimir Fajans übertragen.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen“ zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 30, Nollendorfplatz 6, IV Tr. r., Telefon-Nr.: Lützow 225.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Boos, Köln-Mülheim:
Herr Dr. Hans Meurer, Köln am Rhein, vor den Siebenburgen 20.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Franz Aigner, Wien, Technische Hochschule:
Herr Baurat Dr. Arthur Boltzmann, Wien I, Bellariastraße 12.
Herr Franz Heinrich Hofmann, St. Andrä Wördern bei Wien, Haus Hofmann am Berg.
Herr Dipl.-Ing. Franz Ploteny, Wien III, Rennweg 53.
Herr Ludwig Siegl, Wien IV, Technik.
Herr Ing. Carl Weißglaß, Wien II, Castellezgasse 19.

Seitens des Herrn Dr. Georg Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Firma Lemmington Glassworks Ltd., Lemmington on Tyne England.
Herr A. L. Marder, Chemiker, i. Fa. Lemmington Glassworks Ltd., Lemmington on Tyne England.
Herr Dr. Hermann Pohl, i. Fa. Osram-Kommanditgesellschaft, Berlin-Charlottenburg, Witzlebenstraße 3.
Herr J. H. Roscoe, Electrical Eng. i. Fa. Lemmington Glassworks Ltd., Lemmington on Tyne England.
Herr Dr. Max Thomas, Weißwasser O.-L., Hermannstraße 13—18.

Seitens des Herrn Dr.-Ing. L. C. Glaser, Würzburg:
Herr Dr. Martin Linnemann, wiss. Mitarbeiter der Rietschel-Kamerawerkes, München, Lindwurmstraße.
Herr Dr. Pahncke, Physiker der Sanitas-Gesellschaft, Berlin SW., Baerwaldstraße.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Berlin-Charlottenburg:
Herr Heino Zeise, Leipzig-Stötteritz, Rud. Herrmannstraße 23 II.



Seitens des Herrn Dr. Karl Keil, Lindenberg, Krs. Beeskow:
Herr Dr. Walter Kopp, Aeronautisches Observatorium Lindenberg, Kreis Beeskow.
Seitens des Herrn Dr. Ernst Möller, Jena:
Herr cand. phys. Hans Martin, Jena, Saalbahnhofstraße 16.
Seitens des Herrn Regierungsrat C. Müller, Berlin-Charlottenburg:
Herr Dr. Elemér Császár, (Adjunkt an der Universität Budapest), Budapest VIII, Muzeum-k. 6—8, Institut für praktische Physik, zurzeit Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 159 III.
Seitens des Herrn Dr. Orbig, Berlin-Charlottenburg:
Herr Dr. Wilhelm Frey, Chemiker, zurzeit Obernburg a. Main bei Aschaffenburg.
Seitens des Herrn Prof. Dr. Orlich, Berlin:
Herr Dipl.-Ing. Franz Eisner, Assistent am Elektrotechnischen Laboratorium der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg, Berlin, Brückenallee 13.
Seitens des Herrn Dr. A. Rüttenauer, Berlin O. 17:
Herr Dipl.-Ing. Willy Zebrowski, Studiengesellschaft für elektr. Beleuchtung, Berlin-Nenkölln, Mareschstraße 18.
Seitens des Herrn Dr. L. Schiller, Leipzig:
Herr Dr. Paul Selényi, Physiker der Vereinigten Glühlampen- und Elektrizitäts-Aktiengesellschaft, Ujpest 4 bei Budapest.
Seitens des Herrn Prof. Dr. Teichmüller, Karlsruhe:
Herr Dipl.Ing. Ludwig Schneider, i. Fa. G. Schanzenbach & Co., Frankfurt a. M.-West, Adalbertstraße 15.
Seitens des Herrn Dr. W. Vahle, Berlin-Siemensstadt:
Herr Dr. Kurt Hoffmann, Physiker, Berlin NW. 5, Stephanstraße 46.
Herr Dipl.-Ing. Otto Stahl, (Siemens & Halske) Wernerwerk, Med Abteilung.
Fräulein Dr. Hildegard Streit, Berlin-Spandau, Breitestraße 56 II.
Herr Dr. Werner Schwerdfeger, Physiker, Neufinkenkrug, Kaiser Wilhelmstraße 3.
Herr Dipl.-Ing. Egon Zähringer, (Siemens & Halske) Wernerwerk, Med. Abteilung.
Seitens des Herrn Dr. Wiesent, München:
Herr Studienprofessor Anton Haderer, München, Klenzestraße 67, 3. Stock.
Seitens des Herrn Dr. Zeißig, Darmstadt:
Herr stud. phys. Karl Beckenbach, Darmstadt, Pankratiusstr. 2 I.
Herr cand. electr. Gerhard Robert Zondervan, Darmstadt, Olbrichweg 8 I.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. Rudolf Geiger, Darmstadt, Lucasweg 9, jetzt Darmstadt, Hochschulstraße 2 (Phys. Institut).
Herr Dr. Otto Hauffe, Düren i. Rhlnd., Neue Jülicherstraße 30, jetzt Jülich.
Herr Dr. Helmut Knauer, Berlin N., Südufer 22, jetzt Berlin N. 37, Chorinerstraße 39 I, 1. Eingang bei Peters.
Herr Dr. Paul Knipping, Heidelberg, Handschuhheimer Landstraße 19, jetzt Berlin-Charlottenburg, Gervinusstraße 25.
Herr Dr. W. Köhler, Physiker, Bingen a. Rhein, Roehnsweg 16, jetzt Berlin-Charlottenburg, Berlinerstr. 80a.
Herr Dr. W. Meissner, Berlin-Charlottenburg, Nußbaumallee 15, jetzt Berlin-Friedenau, Rotdornstraße 3.
Herr Dr. Joseph Merzkirch, Marburg, Am Plan 4, jetzt Piesteritz, Bez. Halle, Mitteldeutsche Stickstoffwerke A.-G.
Herr Oberlehrer C. Nölle, Hamburg 13, Bornstraße 16, jetzt Hamburg 39, Gryphiusstraße 11, Hpt. bei Roger.
Herr Dr. W. Pocher, Theißen (Kr. Weißenfels), Bornstraße 9, jetzt Göttingen, Gronerthorstraße 14.
Herr Prof. W. Schumann, jetzt Jena, Sophienstraße 14.
Herr Dr. Walter Spath, jetzt Ziegenrück (Thüringen), Betriebsleitung der Wasserkraftelektrizitätswerke.
Herr Dr. A. Targonski, jetzt Berlin W 50, Rankestraße 15 bei Moses.
Herr Dipl.-Ing. C. Traugott, Nordenham (Weser), Peterstraße 22, jetzt Nordenham (Weser), Kabalkolonie 92.
Herr Dr.-Ing. F. Trautwein, Berlin W. 9, Königgrätzerstraße 20, jetzt Postrat im Telegraphen-technischen Reichsamt, Berlin C. 2, Neue Friedrichstraße 38/40.
Herr Dipl.-Ing. R. Weigel, Mittweida i. Sa., Schützenstraße 9, jetzt Karlsruhe i. B., Gerwigstraße 33 II.
Herr Dr. Hans Zickendraht, Basel, Türkheimerstraße 3, jetzt Basel, Brunngäßlein 11 (Versuchsradiostation der Universität).

Berichtigungen.

Herr Dr. Karl Boedecker, Königstein i. Taunus, Elisabethstraße 2, ab 1. August 1923 Höchst am Main, Talstraße 1 II,
ist seiner Zeit versehentlich gestrichen worden und ist wieder als Mitglied weiterzuführen.

Herr Fritz Eger, Darmstadt, hat den Titel: Dipl.-Ing. Fritz Eger.

Es muß heißen:

Herr Kapitän Otto Betz (statt Beetz), Deggendorf 320, Niederbayern.
Herr Dr. Walter Kangro, Studiengesellschaft für elektr. Beleuchtung, Berlin-Pankow, Breitestraße 24 I, statt Berlin-Neukölln, Mareschstraße 18.
Herr Dr. Peter Oettgen, Görlitz, statt Otto Oettgen.
Herr Regierungsbaurat Sicke, Jena, Fürstengraben 14, statt Linke, Jena, Fürstengraben 14.
Herr Siegmund Strauss, Wien, Pointengasse 5 (statt Sigmund.
Herr Dr. Hermann Wolff, Berlin NO. 55, Lippehnerstraße 32, statt Wolf, Lipehnerstraße.

Streichungen.

Herr Dipl.-Ing R. Barkow, Charlottenburg 4, Weimarerstraße 13,
Herr Oberingenieur Paul Schwarzhaupt, Berlin-Steglitz, Mommsenstraße 26 III,
Herr Dipl.-Ing. Th. E. Springmann, Charlottenburg 1, Kantsraße 91,
Herr Dr. K. Stuckardt, Berlin-Charlottenburg, Rosinenstraße 4 III,
sind sofort zu streichen.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Jena.

Sitzungsberichte.

Donerstag, den 28. Juni 1923, abends 8 c. t., Sitzung im Techn.-phys. Institut.

Herr Prof. Dr. Foersterling: „Grundlagen und Anwendung der Quantentheorie."

Donnerstag, den 26. Juli 1923, abends 8 c. t., im Vortragssaale der Firma Zeiß

Herr Dr. v. Gruber: Über den neuen Planigraphen der Firma Zeiß (anschließend praktische Vorführung).

Der Vorstand.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1923 Vierter Jahrgang Nr. 10

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Die Entwicklung der Diffusionsluftpumpe.

Von W. Gaede.

Die Luftpumpe von Otto von Guericke ist bis in die neueste Zeit das Vorbild für alle später konstruierten Pumpen gewesen. Physiker und Ingenieure wetteiferten, die Luftpumpe so zu verbessern, daß sie einerseits den Anforderungen an ein hohes Vakuum für physikalische Untersuchungen, andererseits den Forderungen der Technik und Großindustrie an Maschinen großer Saugleistung in technischen Betrieben gerecht werden konnten. Bei diesen Luftpumpen ist der Höhe des erreichbaren Vakuums eine Grenze gesetzt durch den sogenannten schädlichen Raum, das ist der Raum im Pumpenzylinder, aus dem der Kolben die Luft nicht vollkommen verdrängen kann. Otto von Guericke gab selbst ein einfaches Mittel an, diesen schädlichen Raum zu vermeiden, indem er denselben mit Wasser ausfüllte. Als später das Wasser durch Öl ersetzt wurde, das den Vorzug hat, im Vakuum weniger stark zu verdampfen als Wasser, konnten Vakua von 0,01 mm und bei Hintereinanderschaltung zweier Pumpen Luftverdünnungen bis zu 0,0001 mm Quecksilbersäule erzielt werden. Die konstruktive Durchführung von Fleuss hat diesen Pumpen unter dem Namen „Gerykpumpe" eine große Verbreitung zum Evakuieren der Kohlenfadenlampe ermöglicht. Noch höhere Vakua werden erreicht, wenn als verdrängende Flüssigkeit Quecksilber verwendet wird. Das Quecksilber schmiegt sich den Wandungen des Zylinders vollkommen an und hat einen sehr kleinen Dampfdruck. Das Quecksilber hat noch weiter den Vorteil, daß infolge des hohen spezifischen Gewichtes das Quecksilber von selbst aus einem oben geschlossenen Pumpenzylinder in ein Gefäß, das 76 cm tiefer steht, abfließt, so daß dadurch der mechanische Kolben mit Kolbenstange entbehrlich wird. In dem Zylinder entsteht über dem Quecksilber eine Barometerleere. Mit einer derartigen Pumpe stellte Geissler die nach ihm benannten Röhren her. In einer von Töpler verbesserten Form gibt diese Quecksilberluftpumpe ein Vakuum von 0,00001 mm Quecksilbersäule. Mit der Fortsetzung einer wissenschaftlichen Untersuchung über die Polarisation des Voltaeffektes im Vakuum beschäftigt, kam Verfasser mit den damals bekannten Quecksilberpumpen nicht zum Ziel, weil diese zu langsam saugen, und konstruierte eine neue, schnellwirkende Quecksilberluftpumpe. Eine Porzellantrommel mit Schöpfkammern rotiert in einem Bad von etwa $1^1/_2$ Liter Quecksilber. Diese rotierende Quecksilberpumpe erzeugt eine Luftleere von 0,00001 mm, unter besonderen Vorsichtsmaßregeln sogar von 0,000001 mm. Die Sauggeschwindigkeit ist 180 ccm per Sekunde. Von diesem neuen Hilfsmittel der Physik zog die Industrie Nutzen, als bei Einführung der Metallfadenlampe besonders leistungsfähige Pumpen benötigt wurden. Die rotierende Quecksilberpumpe des Verfassers hat bei den Glühlampenfabriken der ganzen Welt große Verbreitung gefunden.


W. Gaede.

Alle Pumpen, die Kolben-, Öl- und Quecksilberpumpen arbeiten im Grunde nach demselben Prinzip, indem nach dem Vorgange Otto von Guerickes eine gewisse Gasmenge abgegrenzt, von dem Rezipienten abgeschlossen und

durch die Bewegung des Kolbens oder der als Kolben dienenden Flüssigkeit (Quecksilber, Wasser, Öl) nach der Atmosphäre verdrängt wird. Angeregt durch die Nachfrage der Technik nach gut wirkenden Luftpumpen, suchte Verfasser nach neuen physikalischen Prinzipien zur Konstruktion von Hochvakuumpumpen. Es gelang ihm ein neues Prinzip aufzufinden, bei dem die von der kinetischen Gastheorie erforschten Bewegungsgesetze der Gasmoleküle zur Erzeugung einer Saugwirkung verwendet werden. Diese Pumpe wurde „Molekularluftpumpe" genannt. Bei der Molekularluftpumpe wird durch einen sehr rasch rotierenden Zylinder mit glatter Oberfläche die Eigenbewegung der Luftmoleküle derart beeinflußt, daß ein hohes Vakuum entsteht. Die Molekularluftpumpe bedeutet einen Fortschritt, einmal wegen der großen Sauggeschwindigkeit von $1^1/_2$ Litern per Sekunde, und ferner wegen der Annehmlichkeit, keine Quecksilberdämpfe abzugeben. Kurz nach Einführung der Molekularluftpumpe fand Verfasser noch ein weiteres Prinzip, nach dem mittels Diffusion ein hohes Vakuum erzeugt wird. Hochvakuumpumpen dieser Art heißen „Diffusionsluftpumpen". Das Gegenstück zu den Diffusionsluftpumpen bilden die mit Wasserdampf betriebenen Dampfstrahlpumpen oder Ejektoren. Mit diesen kann indessen kein Hochvakuum erzielt werden. Erst durch das Diffusionsprinzip des Verfassers wurde die Erzeugung eines Hochvakuums unter Verwendung von Dampf als Treibmittel ermöglicht.

I. Einfluß der Diffusion auf die Erzeugung hoher Vakua mittels Quecksilberluftpumpen.

Der Gedanke, mittels Diffusionsluftpumpen hohe Vakua zu erzeugen, ist angeregt durch Beobachtungen der Diffusionsvorgänge bei den Quecksilberluftpumpen. Bei diesen werden mit dem Mac Leodschen Manometer außerordentlich niedere Drucke im Rezipienten gemessen, von der Größenordnung 0,00001 mm, obwohl der Dampfdruck des Quecksilbers in der Quecksilberluftpumpe bei Zimmertemperatur 0,0013 mm beträgt, also rund 100 mal größer ist. Der gemessene Druck 0,00001 mm ist der Partialdruck der Luft. Der tatsächlich vorhandene Totaldruck ist gleich der Summe der Partialdrucke 0,0013 + 0,00001. Der Partialdruck der Luft im Rezipienten sinkt auf die gleichen niedrigen Werte, die der Partialdruck der Luft innerhalb der Quecksilberluftpumpe hat, indem die Luft aus dem Rezipienten durch den Quecksilberdampf, der das Verbindungsrohr von Quecksilberpumpe und Rezipienten erfüllt, zu den Schöpfräumen der Quecksilberluftpumpe diffundiert. Verwickelter werden die Vorgänge, wenn man sich im Rezipienten nicht mit dem Totaldrucke 0,0013 + 0,00001 mm begnügt, sondern durch Einschalten einer Kühlvorlage in die Verbindungsleitung von Pumpe und Rezipient die Quecksilberdämpfe vom Rezipienten während des Pumpens so gut wie vollständig fernhält. In diesem Fall enthält der Rezipient nur noch Gase, keinen Quecksilberdampf. Der Partialdruck des Gases im Rezipienten ist gleichzeitig der Totaldruck. Die Frage, ob in diesem Falle ebenfalls das hohe Vakuum von 0,00001 mm erreicht werden kann, wird in dem Lehrbuch von Müller-Pouillet, Auflage 1906, S. 505, verneint: „Steht mit der Pumpe ein Rezipient in Verbindung, der nur ein Gas, aber kein Quecksilber (oder andere Flüssigkeit) enthält, so kann demnach dieses Gas auch nicht weiter als auf etwa 0,0013 mm verdünnt werden. Anders steht die Sache, wenn durch Diffusion oder auf andere Weise auch das im Rezipienten enthaltene Gas mit Quecksilberdämpfen gesättigt wurde. Es kann dann auch in diesem zwar nicht der Totaldruck, wohl aber der vom Gase allein ausgeübte Partialdruck ebenso weit herabgesetzt werden wie im Torricellischen Raume der Pumpe."

Diese Bemerkung in dem Lehrbuch von Müller-Pouillet in Verbindung mit den übrigen, sich daraus ergebenden Konsequenzen über die Gleichgewichte bei niederen Drucken war für Verf. Veranlassung, die Druckgleichgewichte experimentell nach neuen Methoden zu untersuchen.[1]) Die Untersuchungen ergeben, daß in dem genannten Falle der Partialdruck des Gases nur sehr wenig dadurch beeinflußt wird, daß die Quecksilberdämpfe auf dem Verbindungsweg von Pumpe zum Rezipienten abgefangen werden. Der Einfluß ist so klein, daß er beim praktischen Arbeiten mit der Pumpe nicht in Betracht kommt. Friert man die Quecksilberdämpfe auf dem Wege zum Rezipienten aus, so erhält man in dem Rezipienten einen Totaldruck von etwa 0,00001 mm, während der Totaldruck in der Pumpe etwa 0,001 mm ist. Die erwähnte Bemerkung von Müller-Pouillet ist demnach nicht richtig. Obwohl der Totaldruck in der Pumpe etwa hundertmal größer ist als im Rezipienten, fließt während des Pumpens das Gas vom Rezipienten zur Pumpe. Ein Widerspruch gegen den selbstverständlichen Satz, daß ein Gas in Bewegung gesetzt wird in der Richtung vom größeren zum kleineren Druck, ist trotzdem nicht vorhanden. Im vorliegenden Fall handelt es sich um Diffusionserscheinungen, und diese richten sich nicht nach dem Totaldruckgefälle, sondern nach dem Partialdruckgefälle. Während des Pumpens ist der Partialdruck der Luft in der Pumpe stets niedriger als im Rezipienten.

---

[1]) Gaede, Ann. d. Phys. 46 (1915), S. 357.

II. Das Prinzip der Diffusionsluftpumpe.

a) Erzeugung eines hohen Vakuums durch Diffusion.

Verf. hat die Tatsache, daß das Gas von der Stelle geringen Totaldruckes im Rezipienten zu der Stelle großen Totaldruckes in der Quecksilberluftpumpe diffundiert, vom rein prinzipiellen Standpunkt aus weiter verfolgt. Die Quecksilberluftpumpe faßt Verf. als eine Vorrichtung auf, um einen gasfreien, mit Dampf erfüllten Raum herzustellen. Durch Verbindung des gasfreien Dampfraumes mit einem Rezipienten und durch Einschalten einer Kondensationseinrichtung in das Verbindungsrohr wird das höchste, mit Pumpen überhaupt erreichbare Vakuum, das ist ein Hochvakuum, erzeugt. Einen gasfreien, mit Dampf erfüllten Raum herzustellen, ist indessen an sich ein äußerst einfaches technisches Problem, das ohne die komplizierten Schöpfkammern oder Tropfvorrichtungen der Quecksilberluftpumpen lösbar

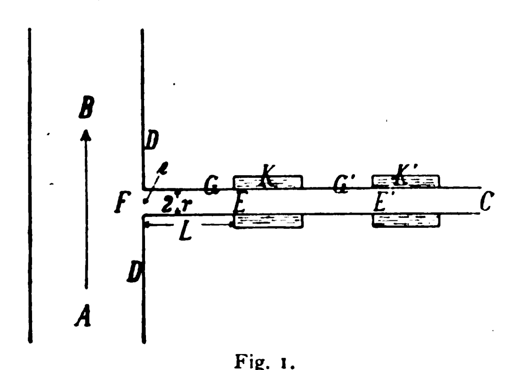


Fig. 1.

ist. Heizt man einen Wasserkessel, so verdrängt der entwickelte Wasserdampf die Luft. Über dem siedenden Wasser im Kessel befindet sich gasfreier Dampf. Verschließt man den Kessel und friert die Wasserdämpfe durch Abkühlen in flüssiger Luft aus, so erhält man ein praktisch dampffreies Hochvakuum. Nach den Überlegungen des Verf. mußte es prinzipiell möglich sein, auch im kontinuierlichen Betrieb durch Verbindung eines Rezipienten mit dem Dampfraum des Kessels unter Einschaltung einer Kondensationseinrichtung in das Verbindungsrohr ein dampffreies Hochvakuum zu erzeugen. In Fig. 1 sei D die Wand des Kessels. Bei F ist der Dampfraum durch ein Rohr G mit dem bei C angeschlossenen Rezipienten verbunden. Der beim Sieden entwickelte luftfreie Dampf strömt in Pfeilrichtung von A nach B und spült bei F eindringende Luft fort. Der bei F in das Rohr G abzweigende Dampf wird bei E durch den Kühler K kondensiert. Dieser ist in der Zeichnung nur schematisch angedeutet. Das Rohr G in Fig. 1 kann ebensogut bei E in ein weites, gekühltes Gefäß münden, oder es kann auch der Querschnitt des Rohres G von E ab durch einen Innenkühler verengt sein. Wesentlich ist nur, daß die Dampfmoleküle sämtlich vom Kühler abgefangen werden und weder durch Reflektion noch im freien Flug in das Hochvakuum gelangen können. Voraussetzung ist bei der Berechnung des Diffusionsvorganges, daß das Rohr G von F bis E zylindrisch ist, daß das Gasdampfgemisch an dem einen Rohrende bei F frei von Gas, an dem anderen Rohrende bei E frei von Dampf ist, und daß das Gas von E nach F diffundiert und bei F vom Dampfstrom restlos fortgespült wird. Verf. hat für diesen, durch Fig. 1 dargestellten Fall berechnet, wie groß das Gasvolumen V ist, das per Sekunde durch den Rohrquerschnitt bei E fließt. Die Berechnung des Diffusionsvorganges führt zu der Gleichung[1]):

$$V = \frac{1}{L} \cdot \frac{\pi r^3}{2 \vartheta_1} e^{-\frac{r P_1}{1520 D \vartheta_2}}. \tag{1}$$

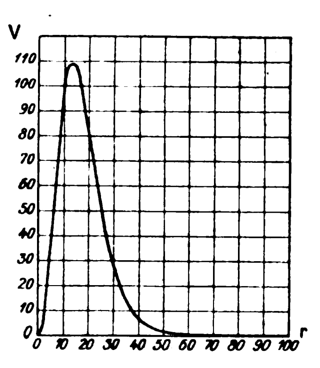


Fig. 2.

In dieser Gleichung ist r der Radius des Rohres, und L die Länge des Rohres von F bis E. Die übrigen Buchstaben haben folgende Bedeutung: D ist die Diffusionskonstante, P_1 der Dampfdruck bei F, ϑ_1 die Gasreibung und ϑ_2 die Dampfreibung an der Röhrenwand. Interessant ist nun, in welcher Weise das aus dem Rezipienten per Sekunde abgesogene Luftvolumen V abhängig ist von dem Radius r des Verbindungsrohres.[2]) Dies veranschaulicht Fig. 2. Wir sehen, daß $V = 0$ ist, oder mit anderen Worten überhaupt keine Luft aus dem Rezipienten abgesogen wird, solange r groß ist. Denken wir uns in Fig. 1 das weite Verbindungsrohr ersetzt durch engere und immer noch engere Kapillaren von gleicher Länge, so daß auf der rechten Seite der Gleichung (1) nur der Radius r, sonst aber nichts geändert wird,

[1]) Gaede, Ann. d. Phys. **46** (1915), S. 373.

[2]) Bei großen Radien und Dampfdrucken müßte Gleichung (1) streng genommen um ein Glied erweitert werden, das die innere Reibung des Gases enthält. Der Einfluß auf den Verlauf der Kurve Fig. 2 ist indessen so gering, daß von einer Berücksichtigung dieses Gliedes abgesehen wurde.

dann finden wir in Fig. 2 die merkwürdige Erscheinung, daß beim Unterschreiten eines gewissen Wertes von r das abgesogene Volumen V rasch bis zu einem Maximum wächst. Wird r noch kleiner, so nimmt V wieder ab, bis für $r = 0$ auch $V = 0$ ist. Eine ähnliche Kurve erhalten wir, wenn wir anstatt enge Kapillaren gegen weite auszutauschen, das Verbindungsrohr von F und E dadurch verengen, daß wir einen massiven Stab in das Rohr einschieben. Diese Vorrichtung können wir uns auch als Nadelventil ausgeführt denken. Je mehr wir die konische Nadel in die Kapillare hineinschieben, desto mehr verengen wir den Strömungsweg von E nach F. Bei offenem Nadelventil, entsprechend großen Werten von r, ist $V = 0$. Es wird keine Luft aus dem Rezipienten bei C abgesogen. Schließen wir das Nadelventil langsam, so entspricht dies einer stetigen Abnahme von r. Bei dem allmählichen Verengen des Nadelventils bleibt V zunächst gleich Null und nimmt bei weiterem Schließen entsprechend der Kurve in dem Diagramm 2 rasch bis zum Maximum zu. Damit die Luft aus dem Rezipienten entweichen kann, dürfen wir somit nicht das Ventil noch weiter aufdrehen, wie wir das sonst gewohnt sind, sondern wir müssen im Gegenteil das Ventil enger stellen. Die Luft diffundiert erst dann von E nach F, wenn wir für eine ausreichende Sperrung des Rezipienten vom Dampfraum Sorge tragen. Diese merkwürdigen Erscheinungen kommen auf folgende Weise zustande: Ist das Verbindungsrohr weit, so strömt infolge des geringen Reibungswiderstandes der Dampf in der Richtung von F nach E rasch hindurch, mit einer Geschwindigkeit, die größer ist als die Diffusionsgeschwindigkeit, das ist die Geschwindigkeit, mit der die Luftteilchen in dem Dampf in der Richtung von E nach F vorwärtsdringen. Die Folge davon ist, daß die Luft durch den Dampf nach E zurückgedrängt wird und die Leitung von F bis E in Fig. 1 luftfrei ist. Ist dagegen das Verbindungsrohr genügend eng, so strömt infolge des großen Reibungswiderstandes der Dampf langsam hindurch, mit einer Geschwindigkeit, die kleiner ist als die Diffusionsgeschwindigkeit.[1]) In diesem Falle kann somit die Luft gegen den Dampfstrom in der Richtung von E nach F vordringen. Der Verbindungsweg zwischen F und E ist alsdann sowohl mit Dampf wie mit Luft erfüllt. Der Dampf diffundiert durch die Luft von F nach E, die Luft diffundiert durch den Dampf von E nach F. Die Diffusion der Luft hängt von dem Partialdruckgefälle der Luft in der Richtung von E nach F ab. Sobald die Partialdrucke in E und F gleich geworden sind, findet keine Diffusion der Luft mehr statt. Ist der Dampfstrom bei F luftfrei, so ist der Stillstand der Luftbewegung erst erreicht, wenn der bei C angeschlossene Raum ebenfalls luftfrei geworden ist. Da es verhältnismäßig einfach ist, einen luftfreien Dampfstrom zu erzeugen, lassen sich auf diese Weise die höchsten Vakua erreichen. Der Dampfstrom bei F saugt fortgesetzt die Luft aus dem Rezipienten C an, auch wenn der Druck des Dampfes bei F viele tausendmal größer ist als der Druck der Luft in C. Dieser merkwürdige Vorgang findet seine Erklärung darin, daß für die Diffusion der Luft nicht die Totaldrucke der Gemische, sondern nur die Partialdrucke der Luft ausschlaggebend sind.

Anstatt den Dampf an einer Stelle E vollständig niederzuschlagen, so daß bei E der Dampfdruck $P_1 = 0$ ist, kann man den Dampf, ohne am Prinzip etwas zu ändern, auch an mehreren Stellen kondensieren lassen, z. B. in Fig. 1 bei E und E' durch die Kühler K und K'. Die Kondensation in mehreren Stufen hat den praktischen Vorteil, daß in der ersten Stufe K die Hauptmenge des Dampfes in tropfbar flüssiger Form niedergeschlagen und als Flüssigkeit zum Siedegefäß zurückgeleitet werden kann, und damit der kontinuierliche Betrieb gesichert ist. In der zweiten Stufe K' wird dann der kleine noch verbleibende Dampfrest bei so tiefer Temperatur ausgefroren, daß bei C keinerlei Dämpfe mehr nachweisbar sind. Die Dämpfe können schließlich auch längs des Rohres G kondensiert werden, indem z. B. bei Luftkühlung die Temperatur der Rohrwandung von F nach E stetig abnimmt.

Die Überlegung, daß auf diese Weise die höchsten Vakua erhalten werden müssen, hat den Verf. veranlaßt, zu versuchen, ob nach diesem neuen Prinzip praktisch brauchbare Pumpen konstruiert werden können. Verf. hat für diese neue Pumpengattung den Namen „Diffusionsluftpumpen" eingeführt. Nach zwei Richtungen prüfte er die Verwendbarkeit des neuen Diffusionsprinzips. Der Exponent von e in obiger Gleichung enthält das Produkt $r \cdot P_1$. Wenn das per Sekunde abgesogene Volumen V groß werden soll, muß der Exponent und somit das Produkt $r \cdot P_1$ so klein sein, daß wir bei der Kurve Fig. 2 in den Bereich des Maximums kommen. Es muß entweder der Radius r genügend klein sein, wenn der Dampfdruck P_1 groß ist. Oder es muß der Dampfdruck P_1 genügend klein sein, wenn der Radius r groß ist. Diese beiden extremen Fälle hat der Verf. durch die Versuchsanordnungen experimentell geprüft, welche durch die Figg. 3 und 4 schematisch dargestellt sind.

[1]) Die Diffusionsgeschwindigkeit hängt nicht von der Rohrweite, sondern nur von der Natur und dem Zustande der sich durchdringenden Gase und Dämpfe ab. Gaskinetische Überlegungen zeigen, daß die Diffusionsgeschwindigkeit ähnlich wie die Molekulargeschwindigkeit oder freie molekulare Weglänge nur ein Mittelwert ist.

b) Erzeugung einer Saugwirkung in engen Diffusionsöffnungen bei großem Dampfdruck.

Ist der Dampfdruck P_1 sehr groß, z. B. Atmosphärendruck, dann muß r in Gleichung (1) sehr klein sein, damit das Exponentialglied möglichst nahe gleich 1 wird. Gleichzeitig nimmt aber der Faktor r^3 in der Gleichung einen so kleinen Wert an, daß die Sauggeschwindigkeit V unmeßbar klein sein würde. Man hilft sich in diesem Falle, indem man statt einer Kapillare vom Radius r ein Bündel verwendet. Ein Bündel von n-Kapillaren gibt die Sauggeschwindigkeit $n \cdot V$. Jede feinporige Tonzelle kann als ein derartiges Bündel von Kapillaren aufgefaßt werden. In Fig. 3 bedeutet DD eine derartige, feinporige Tonröhre. Bei A wird Wasserdampf von Atmosphärendruck zugeleitet und strömt über F nach B. Der Wasserdampf diffundiert durch die Poren der Tonröhre von F nach E und wird an der Wand des mit Wasserleitungswasser durchspülten Kühlers E kondensiert. Die Luft diffundiert in entgegengesetzter Richtung von E nach F und wird vom Dampfstrom nach B fortgeführt. In dem bei C angeschlossenen Rezipienten entsteht ein Vakuum. Bei einem ausgeführten Versuche wurde bei A überhitzter Wasserdampf zugeleitet, damit die Poren der Tonröhre sich nicht mit Kondenswasser verstopfen, und bei B in die freie Atmosphäre ausgelassen. Der Druck sank in dem an C angeschlossenen Manometer langsam von Atmosphärendruck bis auf 15 mm, das ist der Dampfdruck des Wasserdampfes am Kühler E. Für praktische Zwecke war jedoch die Sauggeschwindigkeit immer noch viel zu klein. Praktisch brauchbare Diffusionsluftpumpen werden in dieser Weise kaum hergestellt werden können, weil die Diffusionsgeschwindigkeit bei Atmosphärendruck klein ist.

c) Erzeugung einer Saugwirkung in weiten Diffusionsöffnungen bei kleinem Dampfdruck.

Damit in weiten Diffusionsöffnungen eine Saugwirkung zustande kommt, muß die Diffusionsluftpumpe mit einer Hilfspumpe evakuiert werden, so daß der Dampfdruck P_1 genügend klein wird. Da es nicht auf die Form, sondern nur auf die Weite der Diffusionsöffnung und den zugehörigen Dampfdruck ankommt, kann man der Diffusionsluftpumpe mit weiter Diffusionsöffnung die verschiedenartigsten Formen geben. Die älteste, praktisch ausgeführte Form der Diffusionsluftpumpe mit weiter Diffusionsöffnung bei niederem Dampfdruck ist in Fig. 4 schematisch dargestellt. Der Dampf wird bei A zugeleitet, fließt in der Pfeilrichtung über F nach B und wird daselbst wieder an der gekühlten Wand kondensiert. Der Dampfdruck P_1 bei F wird dadurch sehr niedrig gehalten, daß erstens bei B eine Hilfspumpe angeschlossen wird, welche ein Vakuum von etwa 0,1 mm gibt, und daß zweitens Quecksilberdampf verwendet wird, dessen Spannkraft bei den in Betracht kommenden Temperaturen gerade die geeigneten niedrigen Werte hat. Die Dampfrohre D_1 und

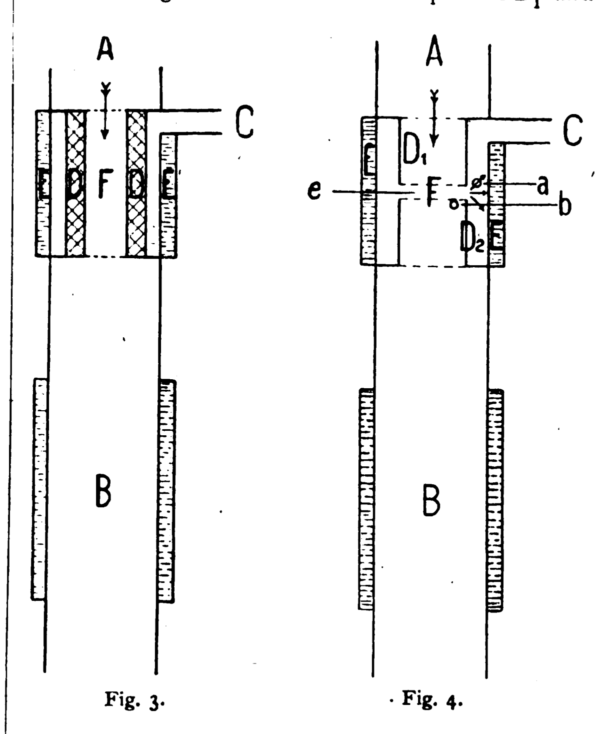


Fig. 3. Fig. 4.

D_2 stehen einander so nahe gegenüber, daß der Austritt des Dampfes von F durch den spaltförmigen Zwischenraum e nach der gekühlten Wand E ausreichend gesperrt ist, um eine Diffusion der Luft in entgegengesetzter Richtung von E nach F zu ermöglichen. Der Spalt zwischen den Dampfröhren D_1 und D_2 in Fig. 4 übernimmt die Rolle des kurzen Röhrchens G in Fig. 1 mit dem verhältnismäßig großen Radius r. Das bei C eintretende Gas diffundiert entgegen dem schwachen, aus dem Spalt e austretenden Dampfstrom durch den Spalt e hindurch und wird bei F von dem starken Dampfstrom nach B in das Vorvakuum mitgerissen. Ein bei C angeschlossenes Manometer zeigt, wie erwartet, extrem hohe Vakua an. Das per Sekunde abgesogene Volumen V ist bei dieser Anordnung unverhältnismäßig viel größer als bei Fig. 3, vor allem weil die Diffusionsgeschwindigkeit umgekehrt proportional dem Dampfdruck P_1 ist. Je kleiner der Dampfdruck, desto größer ist die Diffusionsgeschwindigkeit, bis bei extrem niederen Drucken die Diffusionsgeschwindigkeit ihre natürliche obere Grenze gefunden hat, die durch die Molekulargeschwindigkeit gegeben ist. Tatsächlich geben auch die nach Fig. 4 hergestellten, bei nie-

deren Dampfdrucken betriebenen Diffusionsluftpumpen eine Saugleistung, welche sogar die der Molekularluftpumpe des Verf. noch übertrifft.

d) Die zur Erreichung eines Hochvakuums notwendige Beziehung zwischen Spaltweite und freier Weglänge der Gasmoleküle. Das Diffusionsdiaphragma.

Für den Diffusionseffekt, der den Eintritt des Gases in den zu seinem Abtransport dienenden Dampfstrom ermöglicht, ist bei verschiedenen Rohrweiten und Dampfdrucken nach Gleichung (1) das im Exponenten stehende Produkt $r \cdot P_1$ maßgebend. In allen Fällen darf das Produkt: Weite der Öffnung mal Dampfdruck einen bestimmten Wert nicht überschreiten. Dem Dampfdruck P_1 umgekehrt proportional ist die freie Weglänge der Gasmoleküle im Dampfstrom. Führt man in das Produkt $r \cdot P_1$ statt P_1 die freie Weglänge λ ein, so zeigt sich, daß für den Diffusionseffekt der Quotient r/λ maßgebend ist. Mit Hilfe der freien Weglänge kann man sich folgendermaßen eine Vorstellung bilden, auf welche Weise die Gasmoleküle durch den Spalt in Fig. 4 zum Dampfstrom $A B$ gelangen. Die Dampfmoleküle treten aus dem von D_1 und D_2 (Fig. 4) begrenzten Spalt nach allen Seiten in den Pfeilrichtungen büschelartig aus. Der Schwarm der Dampfmoleküle ist unmittelbar am Spalt am dichtesten und wird um so dünner, je mehr er sich vom Spalt entfernt und ausbreitet. Die freie Weglänge der Luftmoleküle ist der Weg, den ein Luftmolekül in dem Schwarm von Dampfmolekülen auf gerader Bahn, ohne an ein Dampfmolekül zu stoßen, durchschnittlich zurücklegt. Ein Luftmolekül wird vom Rezipienten bis in die Nähe des Spaltes, z. B. nach a in Fig. 4, gelangen können, woselbst das Gasmolekül durch einen kleinen Kreis angedeutet ist, und wird nur selten durch Kollision mit Dampfmolekülen aufgehalten werden, weil in großer Entfernung vom Spalt der Schwarm der Dampfmoleküle dünn und die freie Weglänge groß ist. In der Nähe des Spaltes wird der Molekülschwarm dichter, die freie Weglänge kürzer, und die Zusammenstöße werden häufiger. Ist schon in einiger Enfernung vom Spalt die freie Weglänge sehr klein, so kann das Luftmolekül nicht bis zum Spalt gelangen, weil es auf dem Weg von a bis zum Spalt zu häufig zurückgestoßen wird. Ist dagegen die freie Weglänge beim Spalt ebenso groß, wie etwa der Spalt breit ist, oder noch größer, so werden die meisten Luftmoleküle frei durch den Spalt hindurch von a nach b fliegen können, ohne an entgegenfliegende Quecksilbermoleküle anzustoßen. (Bei b ist das Gasmolekül wiederum durch einen kleinen Kreis angedeutet.) Ist das Luftmolekül erst einmal bei b, so wird es durch den Dampfstrom erfaßt und nach B in das Vorvakuum gestoßen. Damit möglichst viel Gasmoleküle gleichzeitig durch den Spalt fliegen können, wird man den Spalt so weit machen, wie es nur zulässig ist. Die obere Grenze für die zulässige Spaltweite ist erreicht, wenn Spaltweite und freie Weglänge der Gasmoleküle von gleicher Größenordnung sind. Andererseits ist der freien Weglänge dadurch eine obere Grenze gesetzt, daß bei zu großer Weglänge und entsprechend zu kleinem Dampfdruck das durch den Spalt hindurch diffundierte Gas nicht mehr vollständig von F nach B in das Vorvakuum gespült wird.

Die freie molekulare Weglänge ist als angenähertes Maß nicht nur für den Spalt der Fig. 4, sondern ebenso für das Verbindungsrohr der Fig. 1 und die Poren der Fig. 3 verwendbar. Denn in dem Rohr vom Radius r in Fig. 1 wird das Gas vom Dampf um so mehr zurückgetrieben, je häufiger die molekularen Zusammenstöße im Rohrquerschnitt sind. Ist der Radius groß gegenüber der freien Weglänge, so sind die Zusammenstöße im Rohrquerschnitt häufig, und daher wird das Gas von den ihm entgegenkommenden Dampfmolekülen zurückgestoßen. Ist der Radius klein gegenüber der freien Weglänge der Gasmoleküle, so sind die Zusammenstöße im Rohrquerschnitt selten, das Gas wird in seiner Bewegung lediglich durch die Stöße an die Rohrwand (äußere Reibung), nicht aber durch die Zusammenstöße mit entgegenkommenden Dampfmolekülen aufgehalten.

Mit Hilfe der Beziehung von freier Weglänge zur Weite des Spaltes oder Rohres ist man imstande ein Konstruktionselement angeben, das unabhängig von der speziellen konstruktiven Durchbildung für die Diffusionsluftpumpe charakteristisch ist. Dieses Konstruktionselement muß eine ausreichende Sperrung zwischen dem Dampfraum und dem Hochvakuum bewirken, damit der Diffusionseffekt zustande kommt. Das Wesentliche des Diffusionsprinzips liegt nämlich nicht etwa darin, daß durch eine weite Öffnung vielen Luftmolekülen der Austritt aus dem Hochvakuum ermöglicht wird, sondern die Saugwirkung kommt nur dadurch zustande, daß durch eine enge Öffnung für die Dampfmoleküle, welche aus dem Dampfstrom heraus nach der Hochvakuumseite gestoßen werden, der Durchtritt ausreichend gesperrt ist. Die Sperrung ist ausreichend, wenn die Weite der Öffnung von gleicher Größenordnung ist wie die freie Weglänge der Gasmoleküle. Sind im Interesse einer guten Sperrung die Öffnungen enger als notwendig, so liefert die Pumpe stets ein Hochvakuum. Sind dagegen im Interesse einer guten Verbindung die Öffnungen weiter als notwendig, so versagt die Pumpe und gibt kein Hochvakuum. Das wesentliche Konstruktionselement der Diffusionsluftpumpe ist somit nicht das verbindende Element, das ist die Öffnung,

sondern das sperrende Element, das sind die Wände, welche die Öffnung begrenzen und den Hochvakuumraum vom Dampfraum unmittelbar oder mittelbar trennen. Der Verf. hat für dieses, die notwendige Sperrung bewirkende Konstruktionselement die Bezeichnung „Diffusionsdiaphragma" eingeführt.[1]) Das wesentliche Merkmal des Diffusionsdiaphragmas besteht darin, daß die Trennungswände, welche die Zuleitung des Dampfes zum Rezipienten sperren, so feine Öffnungen frei lassen müssen, „daß ihre Weite die freie Weglänge der Gasmoleküle größenordnungsweise nicht überschreitet". Nach dieser Definition muß die Öffnung absolut genommen nicht sehr eng sein. Die Öffnung kann sogar sehr weit sein, vorausgesetzt, daß die freie Weglänge der Gasmoleküle in der Öffnung entsprechend groß ist. An eine bestimmte äußere Form ist das Diffusionsdiaphragma nicht gebunden. In der durch Fig. 1 dargestellten, einfachsten Form, von der aus die Diffusionspumpe sich entwickelt hat, sind es, je nachdem die Dämpfe bei E, bzw. E' vollständig niedergeschlagen werden, die Wände D und G, bzw. $D\,G$ und G', welche für den Dampf die Zuleitung zum Rezipienten sperren und ein Diffusionsdiaphragma bilden müssen, damit ein Hochvakuum entstehen kann. Trifft die Bedingung, daß der Rohrdurchmesser die freie Weglänge der Gasmoleküle größenordnungsweise nicht überschreiten soll, nur für das Rohr G, nicht aber für das Rohr G' zu, so daß das Rohr G eng und das Rohr G' weit ist, dann kann der Totaldruck bei E' nicht unter den Totaldruck der bei E kondensierten Flüssigkeit sinken. Man erhält kein Hochvakuum. Nur wenn in diesem Falle das weite Rohr G' so kurz ist, daß es wie eine große Kondensationskammer wirkt und die Dämpfe nicht mehr bei E, sondern nur noch bei E' kondensieren, gibt auch diese Anordnung ein Hochvakuum. Anstatt aus einem Rohr oder einer Kapillare kann das Diffusionsdiaphragma ebensogut aus einem Bündel von Kapillaren bestehen, wie es nach dem früher Gesagten ein Tonzylinder darstellt, der schon bei Atmosphärendruck infolge der Feinheit seiner Poren eine Saugwirkung ermöglicht. Ein Diffusionsdiaphragma mit Spalt bilden in Fig. 4 die Röhren D_1 und D_2, wenn die Weite des Spaltes e die freie molekulare Weglänge größenordnungsweise nicht überschreitet. Im Gegensatz zu dem gewöhnlichen Sprachgebrauch des Wortes „Diaphragma" ist das „Diffusionsdiaphragma" nicht durch die Form, sondern physikalisch definiert durch die Beziehung zur freien Weglänge. Eine Pumpe nach Fig. 4 z. B. besitzt bei Atmosphärendruck oder vermindertem Druck betrieben kein Diffusionsdiaphragma. Erst wenn durch Anschluß einer Vorpumpe bei B der Dampfdruck bei F soweit gesunken ist, daß der Abstand zwischen den Dampfrohren D_1 und D_2 die freie Weglänge größenordnungsweise nicht mehr überschreitet, wird aus den Dampfrohren D_1 und D_2 mit ihrem spaltförmigen Zwischenraum ein Diffusionsdiaphragma. Nur mittels des Diffusionsdiaphragmas gelingt es, die Luft aus dem Hochvakuumraum in den Dampfstrom hineinzubringen. Das Diffusionsdiaphragma ist der wesentlichste Bestandteil der Diffusionsluftpumpe.

[1]) Deutsche Patentschrift Nr. 286404. (Vorrichtung zum Evakuieren.)

III. Ergebnis der molekulartheoretischen Berechnung.

a) Abhängigkeit der Saugleistung vom Quotienten λ/d.

Den in Fig. 4 durch Pfeile angedeuteten Vorgang, wenn ein Luftmolekül entgegen dem Dampfstrom von a nach b vordringt, hat Verf. molekulartheoretisch berechnet.[1]) Die Berechnung betrifft folgenden Fall: Eine dünne Wand $A\,A$ (Fig. 5)

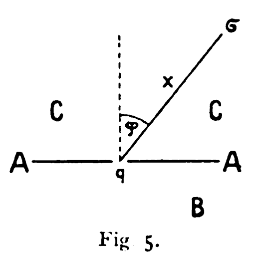


Fig. 5.

mit einer kreisförmigen Öffnung vom Querschnitt q trennt die Räume B und C. Der Raum C ist mit Gas, Raum B mit Dampf erfüllt. Durch die Öffnung q tritt Gas aus C nach B ein. In entgegengesetzter Richtung treten von der Öffnung q in den Raum C Schwärme von Dampfmolekülen fächerförmig nach oben aus und werden bei σ kondensiert. Durch die Dampfmoleküle wird ein Teil der Gasmoleküle auf der Strecke x zurückgestoßen, so daß die Gesamtzahl von Gasmolekülen, welche durch die Öffnung q nach unten austreten können, auf den αten Teil reduziert wird. Im Raum B strömt der Dampf mit so großer Geschwindigkeit an q vorbei, daß alle durch q nach B eindringenden Gasmoleküle sofort weggespült werden und der Dampf unterhalb q praktisch gasfrei ist. Die Rechnung gibt für das per Sekunde aus dem Raum C abgesogene Volumen V des Gases die Gleichung[2]):

$$V = \alpha \frac{q}{\sqrt{2\pi\varrho_0}} \,. \qquad (2)$$

ϱ_0 ist die Dichtigkeit des Gases bei dem Druck

[1]) Gaede, Ann. d. Phys. **46** (1915), S. 377.

[2]) Gaede, Ann. d. Phys. **46** (1915), S. 379, Gl. (24).

1 Dyne/qcm und bei der Versuchstemperatur. Wenn die Dampfmoleküle in der Entfernung $x = \infty$ kondensiert werden, erhält man für α den Ausdruck:

$$\alpha = \frac{16\lambda^2}{d^2} - e^{-\frac{d}{2\sqrt{2}\lambda}} \left(\frac{4\sqrt{2}\lambda}{d} + \frac{16\lambda^2}{d^2}\right). \quad (3)$$

Werden die Dampfmoleküle in der endlichen Entfernung x kondensiert und versehen wir für diesen Fall den Faktor α mit dem Index x, so erhalten wir für α_x durch Integration der Gleichung (21) l. c. den Wert

$$\alpha_x = \frac{16\lambda^2}{d^2}\left(\frac{1}{1 - \frac{d}{x}\frac{1}{4\sqrt{2}}}\right)^2 - e^{-\frac{d}{2\sqrt{2}\lambda}\left(1-\frac{d}{x}\frac{1}{4\sqrt{2}}\right)} \cdot \left[\frac{4\sqrt{2}\lambda}{d}\frac{1}{1-\frac{d}{x}\frac{1}{4\sqrt{2}}} + \frac{16\lambda^2}{d^2}\left(\frac{1}{1-\frac{d}{x}\frac{1}{4\sqrt{2}}}\right)^2\right] \quad (4)$$

oder zur besseren Übersicht in eine Reihe entwickelt:

$$\alpha_x = 1 - \frac{1}{3\sqrt{2}}\frac{d}{\lambda}\left(1 - \frac{d}{x}\frac{1}{4\sqrt{2}}\right) + \frac{1}{32}\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2\left(1 - \frac{d}{x}\frac{1}{4\sqrt{2}}\right)^2 \cdots \quad (5)$$

Die Gleichung (5) gilt nur für kleine Werte von d/λ. In diesen Gleichungen ist d der Durchmesser der Öffnung q und λ die freie Weglänge der Gasmoleküle zwischen den Dampfmolekülen, welche in der Öffnung q den Gasmolekülen entgegenfliegen. Die durch Gleichung (3) gegebene Abhängigkeit der Größe α vom Quotienten λ/d ist in Fig. 6 graphisch dargestellt.

α erreicht den Grenzwert 1 für $\frac{d}{\lambda} = 0$, wie man aus Gleichung (5) leicht erkennt. In diesem Grenzfall ist die freie Weglänge λ gegenüber dem

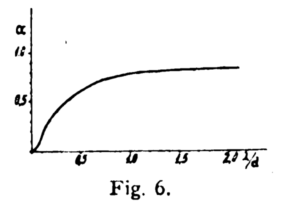


Fig. 6.

Durchmesser d der Öffnung so groß, daß der Eintritt der Luft in die Öffnung q durch keine Zusammenstöße der Luftmoleküle mit den entgegenkommenden Gasmolekülen behindert wird. Die Diffusionsgeschwindigkeit ist gleich der Molekulargeschwindigkeit. Das abgesogene Volumen V erreicht nach Gleichung (2) in diesem Falle den oberen Grenzwert.

Der Grenzwert $\alpha = 0$ wird erreicht für $\frac{\lambda}{d} = 0$, wie aus den Gleichungen (3) und (4) leicht zu erkennen ist. In diesem Grenzfalle ist die freie Weglänge λ so klein gegenüber dem Durchmesser d der Öffnung, daß alle Gasmoleküle, welche auf die Öffnung q zufliegen, von dem aus q nach C austretenden Dampfstrom zurückgestoßen werden. Aus dem Raum C wird keine Luft abgesogen. Es ist $V = 0$.

Die Berechnungen führen zu denselben Resultaten, wie die in Kap. IId angestellten Betrachtungen der Molekularbewegungen von a nach b (Fig. 4). Für das Zustandekommen der Saugwirkung ist nicht die absolute Weite d der Öffnung, sondern nur die Weite der Öffnung relativ zur freien Weglänge, der Quotient d/λ maßgebend. Die Berechnungen haben Gültigkeit nur für $\frac{\lambda}{d} > 10$, weil für den Austritt der Dampfmoleküle aus der Öffnung q die Gültigkeit des Cosinusgesetzes vorausgesetzt ist Dieses gilt nicht mehr genau für $\frac{\lambda}{d} < 10$. Die Größe α nimmt infolgedessen als Funktion von λ/d schneller ab, als das Diagramm 6 angibt. Die im folgenden angestellten Betrachtungen beziehen sich indessen nur auf solche Fälle, in denen die Genauigkeit der Gleichungen (3) bis (5) auch bei Werten von $\frac{\lambda}{d} < 10$ ausreichend ist.

b) Unabhängigkeit der Saugleistung vom erreichten Vakuum.

Gleichung (2) zeigt ferner, daß das per Sekunde abgesogene Volumen V unabhängig ist von dem augenblicklichen Gasdruck, bei dem die Luft abgesogen wird. Die Diffusionsluftpumpe kennt im Prinzip kein Grenzvakuum. Durch Messung der Sauggeschwindigkeit bei verschiedenen Drucken hat Verf. nachgewiesen, daß V selbst bei den niedersten Drucken p, bei denen die Messung noch möglich ist, nicht abnimmt, wie die Tabellen[1]) I, II und III zeigen. p ist hier in Millimeter Quecksilbersäule, V in Kubikzentimeter per Sekunde angegeben.

Tabelle I.

p	V
0,025	77
0,009	72
0,0025	67
0,0008	72
0,0002	73
0,00006	70

Tabelle II.

p	V
0,025	66
0,008	65
0,0025	65
0,0009	64
0,0003	61
0,0001	63
0,00003	70
0,00001	63

Tabelle III.

p	V
0,07	52
0,028	48
0,012	44
0,006	40
0,003	41
0,0015	38
0,0007	42
0,0004	41
0,00017	53
0,00007	40

[1]) Gaede, Ann. d. Phys. 46 (1915), S. 388.

Die Unabhängigkeit der Sauggeschwindigkeit von dem Druck ist eine charakteristische Eigenschaft der Diffusionsluftpumpe. Diese Eigenschaft ist durch den Diffusionsvorgang durch das Diffusionsdiaphragma hindurch bedingt, und nicht etwa allgemein durch die Verwendung von Dampf. Die gewöhnlichen Dampfstrahlpumpen, bei denen die Weite der Eintrittsöffnung der Luft in den Dampfstrahl groß ist im Vergleich zur freien Weglänge der Moleküle, versagen sämtlich unterhalb eines bestimmten Druckes.

Beim Arbeiten mit Diffusionsluftpumpen wird man trotzdem häufig ein Grenzvakuum beobachten können. Das Grenzvakuum ist in diesen Fällen durch Undichtigkeiten an den Schliffen oder in der Apparatur und durch Ablösen adsorbierter Gasschichten von den Wänden der Apparatur bedingt. Solange der Gasdruck groß ist, spielt die Abgabe einer kleinen Gasmenge von den Wänden keine Rolle. Die per Sekunde abgegebene Masse des Gases ist $m = v\varrho$, wenn v das Volumen der per Sekunde abgegebenen Gasmenge und ϱ deren Dichte ist. Die Dichte ϱ ist proportional dem Gasdruck p im Rezipienten, es ist $\varrho = \varrho_0 p$. Somit ist das in jeder Sekunde abgelöste Gasvolumen $v = \frac{m}{\varrho_0} \frac{1}{p}$. Je niedriger der Druck p im Hochvakuumraum geworden ist, desto größer ist das per Sekunde abgelöste Gasvolumen v. Ist der Druck p im Hochvakuum so weit gesunken, daß dieses Volumen v ebenso groß geworden ist wie das Volumen V, das die Diffusionsluftpumpe überhaupt ansaugen kann, dann ist der Gleichgewichtszustand erreicht, der Druck p sinkt nicht weiter. Beim Annähern an dieses Grenzvakuum p nimmt die durch die Differenz $V - v$ gegebene Sauggeschwindigkeit stetig ab, weil v mit sinkendem Drucke wächst.

c) Geringe Abhängigkeit der Saugleistung vom Abstand zwischen der Kondensationsfläche und dem Spalt.

Von der Öffnung q in Fig. 5 breiten die Dampfmoleküle sich strahlenförmig in dem Raum C aus. Mit größer werdendem Abstand x von der Austrittsöffnung q nimmt der gegenseitige Abstand der Dampfmoleküle, und damit auch die freie molekulare Weglänge rasch zu. Ein von σ auf die Öffnung q zufliegendes Gasmolekül wird daher mit nur geringer Wahrscheinlichkeit gegen ein Dampfmolekül stoßen, solange der Abstand x von der Öffnung q noch groß ist. In geringem Abstand von q, d. i. für kleine Werte von x, wird eine Kollision sehr wahrscheinlich. Die rücktreibende Wirkung, welche die austretenden Dampfmolekülschwärme auf die nach q zueilenden Gasmolekülschwärme ausüben, wird somit auf die unmittelbare Umgebung der Öffnung q konzentriert sein. Die rücktreibende Wirkung ist in Gleichung (2) mit dem Buchstaben α bezeichnet; α wird nicht sehr verschieden ausfallen, wenn wir die Luftmoleküle aus der Entfernung ∞ oder aus einem endlichen aber noch großen Abstand x auf die Öffnung q zueilen lassen, weil die Zusammenstöße in dem Bereich von ∞ bis x zu selten sind. Ob also die Kondensationsfläche sich im Abstand ∞ befindet und der Weg der Dampf- und Luftmoleküle ∞ ist oder ob die Kondensationsfläche in der endlichen Entfernung x sich befindet und der Weg der Dampf- und Luftmoleküle die Länge x hat, wird auf die durch α bezeichnete rücktreibende Wirkung keinen großen Einfluß haben. Der kleinste Abstand x, den die Kondensationsfläche haben kann, ist $x = \frac{d}{2}$. d ist der Durchmesser der Öffnung q. In diesem Fall schließt die Kondensationsfläche an den Rand der Durchtrittsöffnung q an. Kleiner kann x nicht gemacht werden, weil dann die Kondensationsfläche den Querschnitt q verkleinern würde. Es ist von Interesse zu sehen, welche Werte α in den beiden extremen Fällen annimmt, wenn im ersten Fall die Kühlfläche sich im Abstand $x = \infty$ befindet und wenn im zweiten Fall die Kühlfläche unmittelbar am Rand der Einlaßöffnung q beginnt, entsprechend $x = \frac{d}{2}$, so daß die Wand der Einlaßöffnung gleichzeitig die Kondensationsfläche ist. Diese Werte von α können wir leicht finden, wenn wir in Gleichung (5) für x einmal den Wert $x = \infty$, dann den Wert $x = \frac{d}{2}$ einsetzen. Da die Diffusionsluftpumpen ferner die beste Wirkung zeigen, wenn die lineare Abmessung der Öffnung q von der Größenordnung der freien Weglänge der Moleküle ist, wollen wir in Gleichung (5) setzen $\frac{d}{\lambda} = 1$. Durch Einsetzen dieser Zahlenwerte erhalten wir für die beiden extremen Fälle:

$$\alpha_{(x=\infty)} = 0{,}80 \quad \text{und} \quad \alpha_{\left(x=\frac{d}{2}\right)} = 0{,}86 .$$

Der geringe Unterschied beider Zahlen läßt erkennen, in wie hohem Maß in beiden Fällen die Hemmungen, welche die Gasmoleküle beim Zusammenstoß mit den entgegenfliegenden Dampfmolekülen erfahren, auf den unmittelbaren Bereich der Öffnung q konzentriert sind. Setzt man die Zahlenwerte für $\alpha_{(x=\infty)}$ und $\alpha_{\left(x=\frac{d}{2}\right)}$ in Gleichung (2) ein, so ist der Unterschied in den Saugleistungen V unter sonst gleichen Versuchsbedingungen nur 8%. Es macht somit auch praktisch wenig aus, ob die Kondensationsfläche sehr weit von der Öffnung q entfernt ist oder ob die Kondensationsfläche die Öffnung q umschließt.

Den ersten Fall, $x = \infty$, kann man sich bei Fig. 4 verwirklicht denken, wenn man sich vorstellt, daß der Kühler E zu einer sehr großen Kugel erweitert sei, so daß der Abstand x von Kühlwand und Spalt sehr groß wird.

Den zweiten Grenzfall $x = \frac{d}{2}$ kann man realisiert denken, wenn man in Fig. 1 den Kühler K an die Wand D heranrückt, so daß $L = 0$ wird. Dann ist die Wand, welche die runde Eintrittsöffnung des Gases in den Dampfstrom F begrenzt, gleichzeitig die Kondensationsfläche für den rücktretenden Dampf. (Eine praktische Ausführung zeigt weiter unten Fig. 32.) Auch die Diffusionsluftpumpe Fig. 4 kann man nach einer kleinen Abänderung so arbeiten lassen, daß dies dem Fall $x = \frac{d}{2}$ entspricht. Man kann den Abstand zwischen den Rohren D_1 und D_2 vergrößern, bis die Spaltweite etwa gleich dem Abstande der Kühlfläche von den Rohren D_1 und D_2 ist. Man kann schließlich auch das Rohr D_2 ganz entfernen, so daß die weiter unten beschriebene Anordnung Fig. 15 entsteht. In diesem Falle ist die Eintrittsöffnung für das Gas in den Dampfstrom der Spalt e, der durch die Kühlfläche E und den unteren Rand des Rohres D_1 begrenzt wird.

d) Der Diffusionsgegendruck. — Unterschied zwischen Diffusionsluftpumpe und Dampfstrahlpumpe.

Bei der Diffusionsluftpumpe Fig. 4 sind die Hemmungen, die das Gas beim Durchtritt durch den Spalt infolge der molekularen Zusammenstöße mit dem Dampf findet, auf den unmittelbaren Bereich des Spaltes beschränkt, weil der Dampf beim Austritt aus dem Spalt in den Hochvakuumraum sich nach allen Seiten fächerförmig ausbreitet, wie im vorstehenden Abschnitt ausgeführt wurde. Wird die fächerförmige Ausbreitung des Dampfes durch eine nicht gekühlte Wand gestört, wie in Fig. 7, so strömt der Dampf in parallelen Stromlinien zwischen dem Rohr D_1 und der ungekühlten Wand G zum Kühler E. Die von C kommenden Gasmoleküle werden auf der ganzen Strecke L durch die Zusammenstöße mit den entgegenfliegenden Dampfmolekülen gehemmt. Diese Hemmungen werden in der hydrodynamischen Theorie dem Diffusionsgegendrucke $\triangle p$ zugeschrieben. Für den Diffusionsgegendruck $\triangle p$ in dem Rohr G der Fig. 1, woselbst die Diffusionsvorgänge im wesentlichen dieselben sind wie in Fig. 7, geben die hydrodynamischen Gleichungen[1]) den Wert:

$$\triangle p = p_2 \left(1 - e^{-\frac{r P_1}{1520 \, D \vartheta_2}}\right). \qquad (6)$$

p_2 ist der Partialdruck des Gases an der Stelle E (Fig. 1), an welcher der Kühler K beginnt, also im Abstande L von der Einmündung des Rohres in den Dampfraum F, P_1 ist der Dampfdruck bei F. Die Koeffizienten der Exponentialfunktion sind dieselben wie in Gleichung (1). Der Diffusionsgegendruck $\triangle p$ hat folgende hydrodynamische Bedeutung. Die Gasmasse, welche bei sehr niederen Drucken durch das Rohr von der Länge L gleitet, ist proportional der Druckdifferenz an den Rohrenden, vorausgesetzt, daß in dem Rohr kein Dampf vorhanden ist. An dem einen Ende bei E in Fig. 1 ist der Druck der Luft p_2. Am anderen

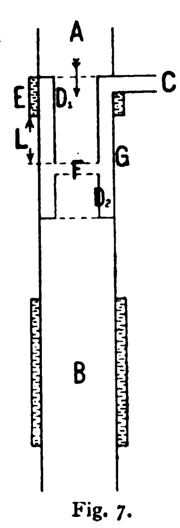


Fig. 7.

Ende bei F sei der Druck der Luft gleich Null. Die Druckdifferenz an den Rohrenden hat somit den Wert p_2 und die durch das Rohr fließende Gasmasse ist proportional dem Überdruck p_2. Enthält das Rohr außer dem Gas noch Quecksilberdampf, der von F nach E fließt, so wird die Bewegung des Gases durch den Dampf gehemmt, das Gas wird aufgehalten durch den Diffusionsgegendruck $\triangle p$. Die durch das Rohr gleitende Gasmasse ist nicht mehr proportional p_2, sondern proportional $p_2 - \triangle p$.

Wir wollen zwei Fälle behandeln. Im ersten Fall sei in Gleichung (6) der Radius r oder der Dampfdruck P_1 so groß, daß das Exponentialglied gleich Null und somit auch $p_2 - \triangle p = 0$ wird. Der Überdruck p_2 und Diffusionsgegendruck $\triangle p$ kompensieren sich. Der Diffusionsgegendruck verhindert in diesem Falle vollständig den Durchtritt des Gases durch das Rohr. Das Gas wird in Fig. 1 und Fig. 7 vollständig nach E zurückgedrängt.

Läßt man im zweiten Falle die Pumpe Fig. 7 mit so niederem Dampfdruck P_1 arbeiten, daß der

[1]) Der Wert für $\triangle p$ ergibt sich aus den Gleichungen (7), (11) und (12) in l. c. S. 363, wenn $\triangle p = \triangle P$ klein ist gegen P_1 und wenn das Produkt $r \cdot P$ so klein ist, daß das Glied mit der inneren Reibung verschwindet.

Diffusionsgegendruck $\triangle p$ nach Gleichung (6) kleiner ist als der Überdruck p_2 am Kühler E, dann diffundiert die Luft von E nach F gegen den Dampfstrom, und der Totaldruck bei C sinkt unter den Totaldruck bei F. Die Pumpe arbeitet als Diffusionsluftpumpe und gibt eine beliebig hohe Luftleere, vorausgesetzt, daß der Dampfstrom die Luft vollständig in das Vorvakuum nach B spült. Der Dampfdruck ist genügend niedrig, wenn die freie Weglänge der Gasmoleküle den Abstand zwischen D_1 und G größenordnungsweise nicht unterschreitet.

Durch Verkürzen der Strecke L wird $\triangle p$ verkleinert, weil nach Gleichung (6) der Diffusionsgegendruck $\triangle p$ proportional dem Überdruck p_2 ist, und weil der Überdruck p_2 mit der Annäherung an F, das ist mit kleiner werdendem L, abnimmt. In dem Grenzfall $L = 0$ müßte bei F der Partialdruck der Luft $p_2 = 0$ sein, wenn der Dampf bei F luftfrei ist, der Diffusionsgegendruck $\triangle p$ müßte verschwinden und die Luft ungehindert in den Dampfstrom bei F eintreten. Wenn auch die äußerste Extrapolation für $L = 0$ unzulässig ist, so zeigen doch diese Überlegungen, daß es bei der Konstruktion schnell wirkender Diffusionsluftpumpen zweckmäßig ist, den Diffusionsgegendruck möglichst auf die Eintrittsstelle des Gases in den Dampfstrom zu beschränken.

Die Pumpe Fig. 7 gibt in dem betrachteten Fall I kein Hochvakuum, d. h. sie versagt, so bald der Gasdruck im Rezipienten klein wird. So lange der Gasdruck bei C größer ist, als der Dampfdruck bei F, kann diese Pumpe als Dampfstrahlpumpe oder Dampfinjektor bzw. Dampfejektor sehr wirksam sein. Dem Totaldruckgefälle folgend, strömt das Gas von C nach F und wird von dem aus D_1 austretenden Dampfstrahl von F nach B mitgerissen. Je größer die Wucht ist, mit der der Dampfstrahl in das Rohr D_2 stürzt, desto größer ist die Stauung und Kompression des Dampf-Luft-Gemisches im Rohr D_2, und desto bedeutender ist somit der Unterdruck bei F im Vergleich zum Druck bei B. Energetisch liegen die Verhältnisse bei der Dampfstrahlpumpe so, daß bei F die kinetische Energie des Dampfes groß, die potentielle Energie klein ist, während im Rohr D_2 nach der Stauung die kinetische Energie des Dampfes klein und die potentielle Energie groß ist. Die Dampfstrahlpumpe versagt, sobald der Gasdruck unter den Dampfdruck bei F gesunken ist. In diesem Falle dehnt sich der Dampfstrahl bei F, dem inneren Überdruck nachgebend, nach allen Seiten aus. Der Dampf strömt von F bis zur Kondensationsstelle E und drängt auf diesem Wege das Gas bis E zurück. Der Dampfstrahl wird bei F nicht mehr von Luft umspült und reißt infolgedessen auch keine Luft in das Rohr D_2 mit. Die Pumpe hat die Grenze ihrer Leistungsfähigkeit erreicht. Die nur nach dem S t a u p r i n z i p arbeitende Dampfstrahlpumpe gibt kein Hochvakuum.

Hohe Vakua werden erst mit Hilfe des Diffusionsprinzips erreicht (Fall II). Sobald der Dampfdruck ausreichend klein gemacht ist, wird das Gas nicht mehr vom Dampf zurückgedrängt, sondern diffundiert, dem Partialdruckgefälle folgend, von E nach F, um bei F vom Dampfstrahl durch das Rohr D_2 nach B mitgerissen zu werden. Ist der Dampfstrahl gasfrei, so muß die Pumpe ein unbegrenzt hohes Vakuum geben können. Diese Überlegungen gelten nicht nur für die Anordnung Fig. 7, sondern allgemein für beliebige Stahlpumpen, z. B. von der Anordnung Fig. 4 und Fig. 15.

Das alte Stauprinzip und das neue Diffusionsprinzip bestehen unabhängig nebeneinander. Arbeitet die Dampfpumpe nach dem Stauprinzip allein, so gibt sie nur einen bestimmten Unterdruck. Arbeitet die Dampfpumpe nach dem Diffusionsprinzip allein, so gibt sie ein unbegrenztes Hochvakuum. Beide Prinzipien lassen sich kombinieren. In dem behandelten Fall II arbeitet die Pumpe nach dem Diffusionsprinzip allein, wenn der Druck bei F (Fig. 7) größer ist als der Druck bei B, so daß der Dampf, dem Druckgefälle folgend, von F nach B strömt. Das Diffusionsprinzip wird mit dem Stauprinzip kombiniert, wenn der Dampfstrahl im Rohr D_2 sich stauen kann, so daß der Druck bei B größer ist als bei F. Wenn auch in diesem Falle das hohe Vakuum allein dem Diffusionsprinzip zuzuschreiben ist, so bringt doch die Hinzuziehung des Stauprinzips den Vorteil, daß das Gas unter etwas höherem Druck der Vorpumpe zugeführt wird, und daß somit eine weniger leistungsfähige und wohlfeilere Vorpumpe verwendet werden kann. Da das Stauprinzip in dieser Kombination nur die Bedeutung einer weiteren Vorpumpe hat, und da die Pumpe allein durch das Diffusionsprinzip zur Hochvakuumpumpe wird, ist diese kombinierte Pumpe als Diffusionsluftpumpe zu bezeichnen.

e) Aufnahmefähigkeit des Dampfstromes für die fortzuspülenden Gase.

Die durch Gleichung (2) gegebene Sauggeschwindigkeit einer Diffusionsluftpumpe ist unter der Voraussetzung berechnet, daß der Dampfstrom die ankommenden Gasmoleküle unendlich schnell fortspült. Diese Voraussetzung trifft in Wirklichkeit nicht zu. Die in Fig. 4 durch den Spalt e hindurch in den Dampfstrom $A B$ diffundierenden Gase erfüllen den vorbeifließenden Dampfstrom bis zu einer gewissen Tiefe mit Gas. Der Dampf kann nach B nur eine bestimmte Gasmenge mitnehmen. Dies zeigt ein Versuch mit zwei hintereinander liegenden Spalten von je 0,12 mm Weite. Mit einem Spalt allein wurde annähernd die gleiche Saugleistung erhalten wie mit beiden Spalten, trotz-

dem im letzten Fall eine doppelte Saugleistung zu erwarten wäre. Am ersten Spalt war die äußere Schicht des Dampfstromes mit Luft so weitgehend gesättigt, daß der Dampfstrom am zweiten Spalt nur noch eine geringe Luftmenge aufnehmen konnte. Der Dampfstrom ist dann mit Gas gesättigt, wenn er am Spalt e ebenso viele Gasmoleküle zurückwirft, wie ihm zufliegen. Unter Berücksichtigung der beschränkten Aufnahmefähigkeit des Dampfstromes für das Gas ist das per Sekunde aufgenommene Gasvolumen V' gegeben durch die Gleichung:

$$V' = k\,\alpha\,\frac{q}{\sqrt{2\,\pi\,\varrho_0}}\,. \tag{7}$$

In dieser Gleichung ist k die spezifische Aufnahmefähigkeit des Dampfes für das Gas, das ist das Verhältnis der Anzahl Gasmoleküle, welche vom Dampfstrom fortgeführt werden, zu der Anzahl Gasmoleküle, welche dem Dampfstrom durch die Öffnung vom Querschnitt q hindurch zufliegen. Diese Verhältniszahl k ist stets kleiner als 1, weil der Dampfstrom niemals alle Gasmoleküle fortspülen kann, die auf ihn zufliegen, sondern stets einen Teil der Gasmoleküle zurückwirft. Die übrigen Buchstaben bedeuten das gleiche wie in Gleichung (2).

Je kürzere Zeit die einzelnen Stellen des am Diffusionsspalt vorbeiströmenden Dampfes dem Gas exponiert sind, desto weniger sättigen sich diese mit Gas und desto weniger Gasmoleküle werden vom Dampfstrom reflektiert, desto größer ist somit die spezifische Aufnahmefähigkeit k. Die Expositionszeit ist um so kürzer, je schmaler der Spalt und je größer die Dampfgeschwindigkeit ist. Die spezifische Aufnahmefähigkeit k ist somit bei gleicher Dampfgeschwindigkeit um so größer, je enger der Spalt ist, und ferner bei gleicher Spaltweite um so größer, je größer die Dampfgeschwindigkeit ist. Daß die spezifische Aufnahmefähigkeit k um so größer ist, je kleiner die Weite h des Spaltes ist, zeigen die Messungen in Tabelle IV[1]):

Tabelle IV.

h	k	h	k
0,24	0,04	0,08	0,09
0,12	0,08	0,04	0,14

Andererseits ist bei gleicher Spaltweite und somit auch bei gleichem Spaltquerschnitt q die spezifische Aufnahmefähigkeit k des Dampfes um so größer, je größer die Dampfgeschwindigkeit ist. Gleichung (7) zeigt, daß infolge dieses Zusammenhanges auch das abgesogene Volumen V' um so größer sein muß, je größer die Dampfgeschwindigkeit ist. Eine unmittelbare, experimentelle Bestätigung hierfür ist der unten, im Kapitel IVb beschriebene Versuch mit Pumpe Fig. 12, der zeigt, daß bei gleicher Weite des Diffussionsspaltes die Sauggeschwindigkeit auf das $2\,^1/_2$ fache steigt, wenn die Dampfgeschwindigkeit mit Hilfe einer eingesetzten Treibdüse erhöht wird. Die größte Sauggeschwindigkeit haben somit diejenigen Diffusionsluftpumpen, bei denen der Dampf mit größter Geschwindigkeit am Spalt vorbeischießt und die in den Dampf hinein diffundierenden Gasmoleküle mitreißt. Die durch die schematische Zeichnung (Fig. 4) dargestellte Pumpe gab bei den ersten im Jahre 1915 veröffentlichten Versuchen eine Saugleistung von 80 ccm per Sekunde. Durch Einbau geeigneter Treibdüsen in das Rohr D_1 konnte die Dampfgeschwindigkeit so gesteigert werden, daß diese Pumpe schließlich eine Saugleistung von 6 Liter per Sekunde erreichte.

[1]) Gaede, Ann. d. Phys. **46** (1915), S. 390.

f) Abhängigkeit der Saugleistung vom Molekulargewicht des Gases.

Nach Gleichung (2) hängt das abgesogene Volumen V von der Natur und dem Zustand des Gases ab. Wir bezeichnen das abgesogene Volumen Luft mit V_L, das abgesogene Volumen Wasserstoff mit V_W. Nach Gleichung (2) werden für Luft und Wasserstoff verschiedene Werte V_L und V_W erhalten, weil die Koeffizienten α und ϱ_0 für Luft und Wasserstoff verschieden sind. Der Quotient V_W/V_L ist abhängig vom Dampfdruck P und der Temperatur. Die Temperatur soll bei beiden Gasen die gleiche sein, so daß der Quotient V_W/V_L nur noch von P abhängig ist. In Fig. 8 sind die

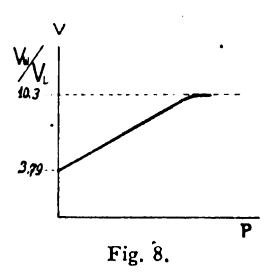


Fig. 8.

berechneten Werte für den Quotienten V_W/V_L in Abhängigkeit von dem Dampfdruck P graphisch eingetragen. Bei sehr niedrigen Dampfdrucken P ist λ/d groß und somit nach Fig. 6 $\alpha = 1$. Setzt man in Gleichung (2) $\alpha = 1$, so verhalten sich die abgesogenen Volumina bei gleicher Temperatur umgekehrt wie die Quadratwurzeln aus den Dichtigkeiten, das ist für Luft und Wasserstoff die Zahl 3,79. Mit zunehmendem Dampfdruck P machen sich die Unterschiede der Werte von α bei Wasserstoff und Luft geltend, die dadurch bedingt sind, daß im gleichen Gaszustand die freie Weglänge der Wasserstoffmoleküle 1,65 mal größer ist als die freie Weglänge der Luftmoleküle zwischen den Quecksilber-

molekülen. Der Quotient V_W/V_L steigt bei wachsendem Druck P bis zum Grenzwert 10,3 an. Für die Diffusionsluftpumpe ist somit charakteristisch, daß leichte Gase schneller abgesogen werden als schwere Gase. Diese Unterschiede in den Sauggeschwindigkeiten sind auch experimentell beobachtet. Wasserstoff wird aus einer Röntgenröhre erheblich rascher abgesogen als Luft.[1]) Und zwar wurde bei dem niedersten Dampfdruck der Wasserstoff fünfmal, bei höherem sechsmal und bei dem höchsten Dampfdruck neunmal schneller abgesogen als Luft.

Die Abhängigkeit der Saugleistung vom Molekulargewicht wird außerdem durch die Aufnahmefähigkeit des Dampfstromes für die abzusaugenden Gase beeinflußt. Von den beiden Gasen Wasserstoff und Luft dringt der Wasserstoff infolge der größeren Diffusionsgeschwindigkeit vom Diffusionsspalt aus tiefer in den Dampfstrom ein, so daß der Dampfstrom von Wasserstoff ein größeres Volumen aufnehmen und fortführen kann als von Luft. Anders liegen die Verhältnisse, wenn die Tiefe des Eindringens dadurch begrenzt ist, daß die Dichtigkeit des Dampfstromes in der Eindringungsrichtung des Gases rasch zunimmt, wie dies z. B. der Fall ist, wenn man in Fig. 4 das Rohr D_2 entfernt, so daß die Anordnung Fig. 15 entsteht. In diesem Fall beobachtet man nämlich, daß die Kondensation an der Wand E (Fig. 15) unterhalb einer bestimmten Stelle, z. B. unterhalb b, stärker ist. Die Dichtigkeitszunahme sei bei b so schroff, daß die Wasserstoff- und Luftmoleküle von oben nicht weiter als bis b vordringen. Wenn ferner mehr Gasmoleküle in b ankommen, als der Dampf von b schräg gegen die Wand nach abwärts fördern kann, hängt die Sauggeschwindigkeit lediglich von der Dampfgeschwindigkeit ab und sollte für beide Gase annähernd gleich sein, während nach Fig. 8 bei Wasserstoff ein mindestens 3,79 mal größeres Volumen abgesogen werden sollte als bei Luft. Daß der Quotient V_W/V_L den Wert 3,79 tatsächlich unterschreiten kann, zeigen die Messungen an Diffusionsluftpumpen von der Anordnung Fig. 15. An einer derartigen Pumpe wurde z. B. der Wert $\frac{V_W}{V_L} = 1{,}7$ erhalten. Die spezifische Aufnahmefähigkeit k ist in diesem Fall bei Wasserstoff kleiner als bei Luft und kompensiert in Gleichung (7) zum Teil die Unterschiede in der Saugleistung, die durch die Koeffizienten ϱ_0 und α bedingt sind.

g) Grundgleichung für die Saugwirkung der Diffusionsluftpumpen.

Die Gleichung (7) enthält alle Faktoren, die dazu beitragen, das Gas aus dem Hochvakuumraum in den Dampfstrom zu bringen. Als letztes zur Berechnung der Sauggeschwindigkeit muß noch berücksichtigt werden, daß unter Umständen auch die Luft aus dem Vorvakuum B der Fig. 4 entgegen dem Dampfstrom von B nach F diffundieren kann und von da durch den Spalt e in das Hochvakuum gelangt. Ist p der Gasdruck im Hochvakuum und p_2 der Gasdruck im Vorvakuum, so ist unter Berücksichtigung der aus dem Vorvakuum zurückdiffundierenden Gasmenge die Sauggeschwindigkeit S, das ist das tatsächlich per Sekunde aus dem Hochvakuum abgesogene Gasvolumen, gegeben durch die Gleichung[1]):

$$S = \frac{q}{\sqrt{2\pi\varrho_0}}\left(k\alpha - \frac{p_2}{p}\beta\right). \tag{8}$$

Die Funktion β gibt an, in welchem Verhältnis der Partialdruck des Gases bei F in Fig. 4 niedriger ist als im Vorvakuum bei B. Mit zunehmender Geschwindigkeit des Dampfstromes konvergiert β sehr rasch gegen Null, so daß von einer gewissen Dampfgeschwindigkeit an das zweite, β enthaltende Glied in Gleichung (8) zu vernachlässigen ist, die Gleichung (8) geht dann über in Gleichung (7), die Sauggeschwindigkeit S wird unabhängig vom Hochvakuumdruck p, und ein Grenzvakuum ist ebenfalls nicht vorhanden. Hat dagegen β einen nicht verschwindend kleinen Wert, so gilt für den Grenzfall $S = 0$ die Gleichung

$$p = \frac{p_2\beta}{k\alpha}. \tag{9}$$

Die Pumpe arbeitet in diesem Falle nur bis zum Grenzvakuum p. Ist schließlich die Dampfgeschwindigkeit so klein, daß $\beta > k\alpha\frac{p}{p_2}$ ist, dann wird S negativ, die Sauggeschwindigkeit hat die

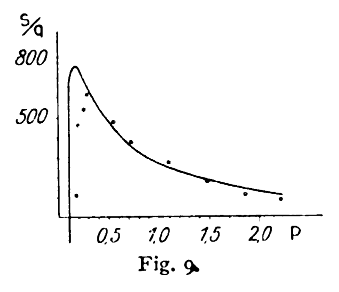


Fig. 9.

umgekehrte Richtung, es tritt Gas in das Hochvakuum zurück. Experimentell wurde das durch Gleichung (8) gegebene Verhalten der Diffusionsluftpumpe mit der ersten Ausführungsform[1])(Fig. 11) geprüft, indem die Abhängigkeit der Saugleistung S von dem beim Diffusionsspalt herrschenden Dampfdruck P untersucht wurde. Der Dampfdruck konnte mittels eines Thermometers festgestellt werden. In

[1]) Gaede, Ann. d. Phys. **46** (1915), S. 391.

[1]) Gaede, Ann. d. Phys. **46** (1915), S. 380.

Fig. 9 gibt die ausgezogene Kurve die nach Gleichung (8) berechneten Werte für die auf die Querschnitteinheit des Spaltes bezogene Saugleistung S/q in Abhängigkeit vom Dampfdruck P. Die experimentell ermittelten Zahlenwerte für die Sauggeschwindigkeit sind in Fig. 9 in Form kleiner Kreise eingetragen. Die Sauggeschwindigkeiten bei kleinem Dampfdruck P wurden bei schwacher Heizung, die Sauggeschwindigkeiten bei großem Dampfdruck P bei starker Heizung gemessen. Bei starker Heizung, auf dem abfallenden Ast der Kurve rechts vom Maximum, ist die Strömung zum Vorvakuumkühler so kräftig, daß die Funktion β in Gleichung (8) praktisch verschwindet und daß die Diffusionsluftpumpe in diesem Gebiet ein unmeßbar hohes Vakuum gibt. Bei schwacher Heizung und den niedersten Drucken P wird die Strömungsgeschwindigkeit des Dampfes so klein, daß Luft aus dem Vorvakuum in das Hochvakuum zurückdiffundiert. Die Funktion β wird so groß, daß die Sauggeschwindigkeit S rasch auf Null abfällt und negative Werte annimmt.

Der Abfall der Kurve rechts vom Maximum ist durch die Abnahme des Koeffizienten α mit steigendem Druck bedingt, indem mit steigendem Druck die freie Weglänge kleiner wird. Ist die freie Weglänge sehr klein gegenüber der Weite des Spaltes, so werden im Bereich des Spaltes die Zusammenstöße zwischen den Gasmolekülen und Dampfmolekülen so häufig, daß alle Gasmoleküle von den Dampfmolekülen in das Hochvakuum zurückgestoßen werden und nicht durch den Spalt hindurch in den Dampfstrom gelangen können. Der Koeffizient α ist dann Null, und die Sauggeschwindigkeitskurve sinkt ebenfalls auf die Nullinie.

Dieser Nullwert kann praktisch nicht bei allen Diffusionsluftpumpen erreicht werden. Bei der ersten Diffusionsluftpumpe des Verf. (Fig. 11, die weiter unten beschrieben ist) wird der Nullwert leicht erreicht, weil der Reibungswiderstand zwischen Spalt und Vorvakuumkühler so groß ist, daß durch vermehrte Dampfzufuhr der Druck am Spalt leicht so weit gesteigert werden kann, daß die freie molekulare Weglänge klein wird gegenüber der Spaltweite und somit die Saugleistung der Pumpe auf den Nullwert sinkt. Macht man den Reibungswiderstand kleiner und baut man in die Dampfleitung D_1 in Fig. 4 Treibdüsen ein, oder entfernt man das Rohr D_2, wie bei Fig. 15, so erreicht selbst bei der stärksten, praktisch möglichen Heizung der Dampfdruck am Diffusionsspalt in den meisten Fällen noch nicht so hohe Werte, daß die Sauggeschwindigkeit auf den Nullwert abfällt. Dieser Umstand erleichtert das Arbeiten mit der Pumpe, weil die Heizung nicht so genau eingestellt werden braucht, wie dies bei der ersten Diffusionsluftpumpe (Fig. 11) notwendig war.

h) Einfluß der Geschwindigkeit des Dampfstrahles auf die freie Weglänge der Gasmoleküle im Diffusionsspalt.

Große Geschwindigkeiten des Dampfstrahles sind von Einfluß auf die freie Weglänge der Gasmoleküle im Diffusionsspalt, wenn das Gas parallel der Strahlrichtung in den Dampfstrahl eingeführt wird. Dies wird z. B. erreicht, wenn man in der Anordnung Fig. 4 das Rohr D_2 entfernt, so daß die Anordnung Fig. 15 entsteht. Der Hauptteil des Dampfes strömt mit großer Geschwindigkeit nach abwärts gegen die gekühlte Wand E und nach B. Ein Schwarm von Dampfmolekülen wird aus dem Dampfstrahl nach aufwärts in den Zwischenraum zwischen D_1 und E ausgestoßen,

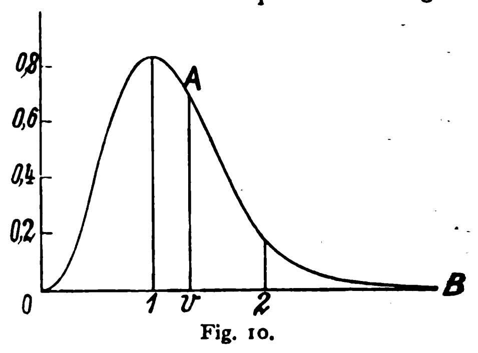


Fig. 10.

wie die kleinen Pfeile andeuten. Die Luft des bei C angeschlossenen Rezipienten diffundiert durch diesen Schwarm von Dampfmolekülen hindurch und tritt unterhalb D_1 in den nach abwärts gerichteten Dampfstrahl und wird von diesem in das Vorvakuum nach B mitgerissen. Der Diffusionsspalt e wird in diesem Fall durch den Rand von D_1 und die Kühlwand E (Fig. 15) begrenzt. Der nach aufwärts fliegende Schwarm von Dampfmolekülen besteht aus solchen Molekülen, welche von dem Dampfstrahl nach rückwärts mit einer Geschwindigkeit ausgestoßen werden, die größer ist als die Strahlgeschwindigkeit, mit der der Dampfstrahl sich vorwärts nach unten bewegt. Alle Moleküle, die sich mit einer kleineren Geschwindigkeit ablösen, bewegen sich zusammen mit dem Dampfstrahl nach abwärts. Die Dampfmoleküle bewegen sich im Strahl mit verschiedenen Geschwindigkeiten, die sich nach dem Maxwellschen Verteilungsgesetz um einen wahrscheinlichsten Wert gruppieren, der als wahrscheinlichste Molekulargeschwindigkeit bezeichnet wird. Das Maxwellsche Verteilungsgesetz ist durch die Kurve Fig. 10 dargestellt. Auf der Abszisse sind die Geschwindigkeiten der Moleküle eines ruhenden Gases oder Dampfes, auf der Ordinate die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Geschwindigkeiten aufgetragen. Als Einheit ist die Geschwindigkeit gewählt, der die größte Wahrscheinlichkeit zukommt. Bewegt sich ein Strahl mit der

Geschwindigkeit v vorwärts, so treten nach rückwärts nur diejenigen Gruppen von Molekülen aus, bei denen die Rückwärtskomponente der Molekulargeschwindigkeit größer ist als v. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß Moleküle eine größere Geschwindigkeit als v haben, ist gegeben durch die Fläche vAB, welche von der Ordinate vA, der Abszisse vB und der Kurve AB eingeschlossen ist.

Der Flächeninhalt zwischen Ordinate 1, Abszisse 1 B und Kurve gibt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß Moleküle eine größere Geschwindigkeit haben als den wahrscheinlichsten Wert 1. Wertet man die Fläche aus, so findet man, daß von 10 Molekülen jeweils 6 Moleküle eine Geschwindigkeit haben größer als 1. Bewegt sich z. B. der Dampfstrahl mit einer Geschwindigkeit zabwärts, die gleich ist der wahrscheinlichsten Molekulargeschwindigkeit 1, so werden von 10 rückwärts ausgestoßenen Molekülen nur 6 Moleküle tatsächlich aufwärts fliegen. In gleicher Weise zeigt die Auswertung des Flächeninhalts zwischen Ordinate 1,5, Abszisse 1,5 B und Kurve, daß von 5 Molekülen jeweils 1 Molekül eine größere Geschwindigkeit hat als 1,5. Ist demnach die Strahlgeschwindigkeit gleich der 1,5 fachen wahrscheinlichsten Molekulargeschwindigkeit, so wird von 5 rückwärts ausgestoßenen Molekülen nur jeweils 1 Molekül aufwärtsfliegen. Ist schließlich die Strahlgeschwindigkeit gleich der doppelten wahrscheinlichsten Molekulargeschwindigkeit, so zeigt die Auswertung des Flächeninhalts zwischen Ordinate 2, Abszisse 2 B und Kurve, daß von 16 rückwärts ausgestoßenen Molekülen nur jeweils 1 Molekül aufwärts fliegt. Je größer die abwärts gerichtete Strahlgeschwindigkeit ist, desto dünner ist somit der Schwarm aufwärts fliegender Dampfmoleküle und desto größer ist die freie molekulare Weglänge in diesem Molekülschwarm. Damit das abzusaugende Gas durch den Molekülschwarm hindurch diffundieren kann, ist es notwendig, daß die Spaltweite die freie molekulare Weglänge größenordnungsweise nicht überschreitet. Je größer die freie molekulare Weglänge ist, desto weiter kann der Diffusionsspalt sein. Je mehr die Dampfstrahlgeschwindigkeit die wahrscheinlichste Molekulargeschwindigkeit überschreitet, desto weiter kann somit der Spalt gestellt werden, desto größer wird hierdurch der Querschnitt q des Spaltes und desto größer muß nach Gleichung (8) die Saugleistung werden. Sehr große Strahlgeschwindigkeiten sind damit in zweierlei Weise günstig für eine große Sauggeschwindigkeit, einmal weil der Diffusionsspalt weit gestellt und damit sein Querschnitt q groß gewählt werden kann, und dann, weil, wie in Kapitel III e gezeigt war, die spezifische Aufnahmefähigkeit k für das Gas groß wird. Es muß somit eine Diffusionsluftpumpe mit sehr großer Saugleistung bei großer Spaltweite hergestellt werden können, wenn es gelingt, Dampfstrahlen mit Übermolekulargeschwindigkeit zu erzeugen. Tatsächlich gelang es auch dem Verf., durch Einbau geeigneter Treibdüsen in die Dampfleitung D_1 bei Fig. 15 so große Strahlgeschwindigkeiten zu erzeugen, daß die Spaltweite 11 mm betragen konnte. Die Saugleistung stieg hierbei auf 60 Liter per Sekunde für Luft und 100 Liter per Sekunde für Wasserstoff.

IV. Mit Quecksilberdampf betriebene Diffusionsluftpumpen. — Hochvakuumluftpumpen.

a) Diffusionsluftpumpe von Gaede aus Glas mit engem Stahlspalt, Fig. 11.

Die erste Pumpe, mit der der Verf. die praktische Brauchbarkeit des Diffusionsprinzips zur

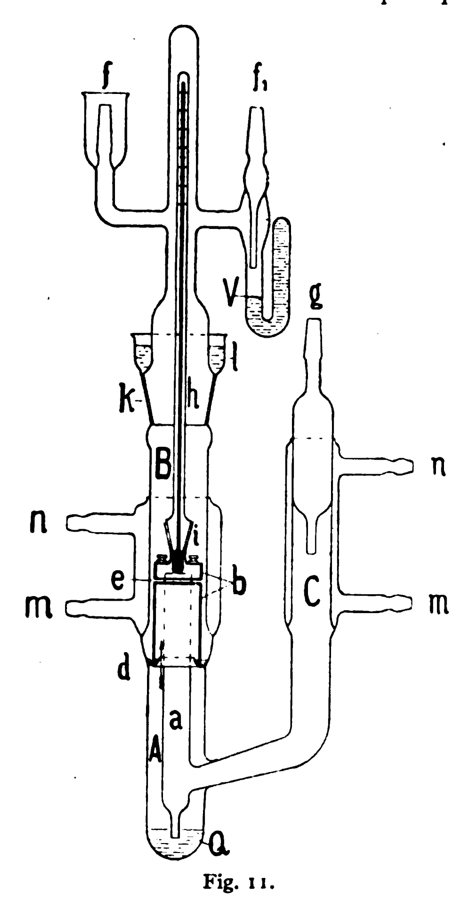


Fig. 11.

Erzeugung hoher Vakua nachgewiesen hat, ist die Diffusionsluftpumpe aus Glas mit Stahlspalt, Fig. 11. Sie entspricht der durch Fig. 4 gegebenen Anordnung. Das Quecksilber Q wird von außen mit der Flamme erhitzt. Der Quecksilberdampf in A strömt in der Pfeilrichtung durch den Stahlzylinder b und das Rohr a nach dem Rückflußkühler C. Das Kühlwasser wird bei m zugeleitet, bei n abgeführt. Die kondensierten Quecksilbertropfen fließen nach Q zurück. Der Stahl-

zylinder *b* ist in die mit Quecksilber gefüllte Rinne *d* eingesetzt. Dadurch ist der Raum *A* von dem Raum *B* abgeschlossen. Eine Kommunikation zwischen *A* und *B* besteht nur durch den Spalt *e* in dem Stahlzylinder *b*. Der Dampf, der durch den Spalt *e* aus dem Raum *A* in den Raum *B* eintritt, wird an der wassergekühlten Wand im Raum *B* kondensiert. Das kondensierte Quecksilber fließt in die Quecksilberrinne *d* und läuft über *d* nach *Q* zurück. Die in dem Raum *B* befindliche Luft diffundiert in entgegengesetzter Richtung wie der Quecksilberdampf durch den Spalt *e* und wird von dem Dampfstrom durch das Rohr *a* und den Rückflußkühler *C* hindurch der bei *g* angeschlossenen Vorpumpe zugeführt. Auf diese Weise entsteht in dem Raum *B* und in dem bei *f* angeschlossenen Rezipienten eine Luftleere. Das Thermometer *h* gestattet, die Temperatur des Dampfes zu messen, so daß hiermit auch der Druck *P* des Dampfes und die freie Weglänge im Spalt bekannt sind. Die Pumpe arbeitet nur nach dem Diffusionsprinzip ohne das Stauprinzip, so daß es möglich ist, die Theorie der Diffusionsluftpumpe experimentell zu prüfen, ungestört durch die theoretisch schwer faßbaren Einzelvorgänge bei der Stauwirkung. Die in Fig. 9 durch Kreise markierten Messungen an Pumpe Fig. 11 stimmen mit der theoretischen Kurve befriedigend überein. Bei praktischem Gebrauch der Pumpe erlaubt das Thermometer zu kontrollieren, ob die Heizung günstig eingestellt ist. Die Saugleistung ist für Luft im Maximum 80 ccm per Sekunde. Die Pumpe Fig. 11 wird von der Firma E. Leybolds Nachfolger A.-G. in Köln hergestellt.

b) Die Diffusionsluftpumpe von Gaede aus Glas mit weitem Stahlspalt, Fig. 12.

Bei der Pumpe Fig. 11 ist der Ansatz des Vorvakuumkühlers *C* an das Siedegefäß *A* eine mechanisch empfindliche Stelle. Dieser Ansatz ist bei der in allen übrigen Teilen gleichen Ausführungsform Fig. 12 vermieden. Der Kühler *c* ist in dem oberen Teil der Pumpe über dem Schliff *k* angebracht. Der Dampf strömt von *A* in Pfeilrichtung durch den Stahlzylinder *b* mit Spalt *e* in das Rohr *a* zum Vorvakuumkühler *c*. Der obere Teil des Stahlzylinders *b* ist auf die Glasröhre *a* bei *s* schließend aufgepaßt. Die übrigen Buchstaben entsprechen den Bezeichnungen in Fig. 11.

Die Saugleistung ist etwa die gleiche wie bei der Pumpe Fig. 11. Setzt man indessen den Trichter *t* in das untere Stahlrohr *b* ein, so wird in dem oberen, engen Teil des Trichters *t* ein Dampfstrahl erzeugt, der rasch am Spalt *e* vorbeischießt und die bei *e* in den Dampfraum diffundierende Luft mitnimmt. Mit dem Trichter *t* erreicht die Pumpe eine Saugleistung für Luft von 0,25 Liter per Sekunde, das ist etwa 2 bis 3mal so viel als ohne Trichter bei gleicher Spaltweite. Die spezifische Aufnahmefähigkeit *k* des Dampfes in Gleichung (8) ist mit Trichter *t* infolge der höheren Dampfgeschwindigkeit 2 bis 3mal größer als ohne Trichter. Außerdem ist der Reibungswiderstand für den Dampfstrom in dem Leitungsrohr vom Spalt *e* bis zum Vorvakuumkühler *c* bei Fig. 12 kleiner als Fig. 11. Infolgedessen ist auch der Dampfdruck am Spalt *e* bei Fig. 12 kleiner als bei Fig. 11. Während bei Fig. 11 die Weite des Spaltes *e* zweckmäßig 0,1 mm nicht wesentlich überschreiten soll, kann bei Fig. 12 der Spalt infolge

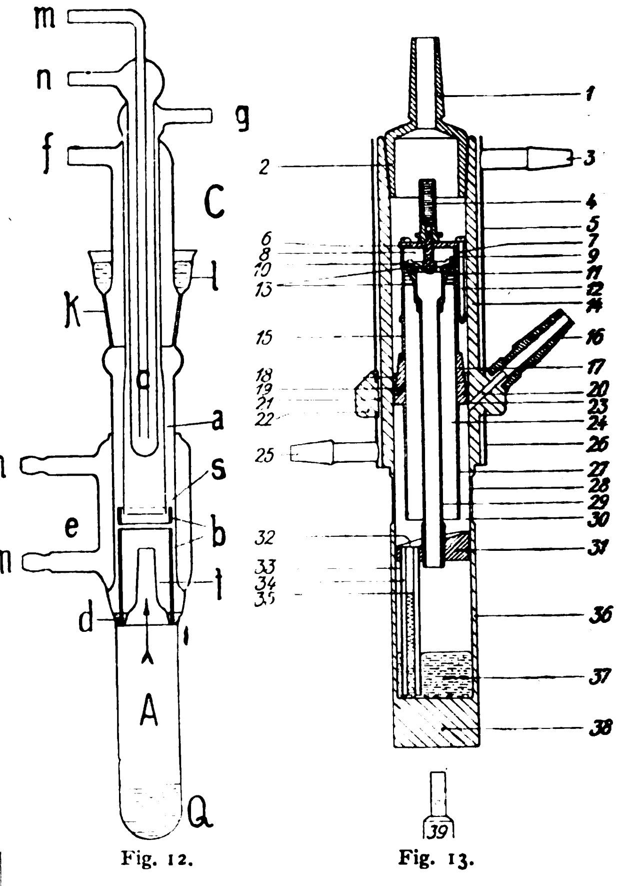


Fig. 12. Fig. 13.

der größeren freien molekularen Weglänge 2 bis 5 mm weit gestellt werden.

c) Diffusionsluftpumpe von Gaede aus Stahl.

1. Erstes Versuchsmodell 1914 (Fig. 13).

Zur Zeit der Veröffentlichung der Abhandlung über die Diffusion der Gase durch Quecksilberdampf bei niedrigen Drucken und die Diffusionsluftpumpe [1]) verfügte der Verf. über zwei Ausführungsformen der Quecksilberdampf-Diffusionsluftpumpe, einer Ausführung aus Glas mit Stahlspalt, dargestellt

[1]) Gaede, Ann. d. Phys. **46** (1915), S. 357.

durch Fig. 11, und ferner einer Ausführungsform ganz aus Eisen für technische Zwecke, dargestellt durch Fig. 13. Der plötzliche Ausbruch des Krieges ließ es notwendig erscheinen, das vorhandene Material sofort zu publizieren. Die Versuche mit der Pumpe Fig. 11 waren abgeschlossen. Auf den Abschluß der Versuche mit Pumpe Fig. 13 konnte nicht gewartet werden, so daß in der Publikation nur die Pumpe Fig. 11 aufgenommen wurde. Da es im Rahmen dieser zusammenfassenden Abhandlung von Interesse ist, zu wissen, welchen Weg die Entwicklung der Diffusionsluftpumpe gegangen ist, sei das erste Versuchsmodell Fig. 13 trotz der Unvollkommenheiten, welche dieser ersten Ausführungsform anhaften, beschrieben. Die Pumpe Fig. 13 besteht aus einem 24 cm langen Rundstahl, der innen auf 3 cm ausgebohrt ist, so daß bei *38* (Fig. 13) ein starker Boden stehen bleibt. Der obere Teil ist von den Kühlmänteln *5* und *26* umgeben, die durch den Wulst *22* getrennt sind. Das Kühlwasser wird bei *25* zugeleitet zum Kühlmantel *26*, fließt durch den Kanal *21* in den Kühlmantel *5* und wird bei *3* abgeleitet. Der untere, geschlossene Teil des Stahlgefäßes *36* dient als Siedegefäß. Das Quecksiber *37* wird durch den Brenner *39* erhitzt. Der Dampfraum ist durch den zylindrischen Deckel *31* abgeschlossen. Der Dampf steigt in dem Rohr *29* in den Abschlußkopf *11*. Mit diesem Kopf *11* ist der durch den Deckel *6* und das Rohrstück *7* gebildete Zylinder verschraubt und schließt mit ihm den Hohlraum *8* ab. Der Dampf tritt aus dem Rohr 29 in den Raum *8* durch die Öffnungen *10* ein. Von *8* aus strömt der Dampf durch den schmalen, ringförmigen Zwischenraum *9*, der durch den äußeren Rand des Kopfes *11* und die innere Wand des Rohres *7* gebildet wird. Der Dampf strömt nach unten in den Zwischenraum zwischen dem Rohr *29* und dem Rohr *15* mit großer Geschwindigkeit in Form eines Ringstrahles ein. Das Rohr *15* ist mittels 3 Schraubenbolzen *12* an *6* befestigt. Die 5 Spalten *13* für den Eintritt der Luft in den Dampfstrom werden durch den Zwischenraum von Ringen gebildet, die durch eingelegte Blättchen getrennt werden. Der Wulst *17* liegt bei *23* oberhalb der Mündung der Vorvakuumbohrung *20* an der Wand des Gehäuses *14* an. Über der Berührungsstelle sammelt sich das Quecksilber *18* an und fließt bei *19* über. Das Quecksilber läuft bei *32* in das in den Deckel *31* eingeschraubte Rohr *33*. Ein Glasrohr *34* bewirkt die Wärmeisolation des z. B. bis *35* steigenden Quecksilbers gegen den heißen Dampf im Verdampfungsraum *36*. Alle Teile, welche in das Gehäuse *14* eingesetzt sind, hängen zusammen und werden nach Abheben des Schliffes *2* gemeinsam herausgezogen, indem man den obersten Teil *4* mittels eines einzuschraubenden Stabes faßt. Der Normalschliff *1* dient zum Anschluß des Rezipienten, die Düse *16* zum Anschluß der Vorpumpe. Die Eindrehung *28* bezweckt, durch Verringerung der Wanddicke die Wärmeleitung zwischen Siederaum *36* und Kühler *26* zu verringern.

Bei diesem Modell war folgendes beabsichtigt: Der Dampf sollte unter Überdruck aus dem Raum *8* durch die ringförmige Dampfdüse *9* gepreßt werden und dann als abwärts gerichteter Ringstrahl mit großer Geschwindigkeit an den Eintrittsspalten *13* vorbei in den zwischen den Rohren *29* und *15* befindlichen Raum eintreten. Durch die erhöhte Dampfgeschwindigkeit sollte die spezifische Aufnahmefähigkeit des Dampfes für die fortzuspülende Luft vergrößert werden, damit entsprechend Gleichung (8) eine größere Sauggeschwindigkeit erreicht werden könnte. Die Fortsetzung *27* des Rohres *23* war vorgesehen, weil befürchtet wurde, es könnten, wenn der Dampf schon bei *23* an den Kühler *26* kommt, die von der Ringdüse *9* ausgehenden Wirbelringe Luft vom Vorvakuum auf dem kurzen Weg von *23* nach *13* zurückverschleppen, so daß die extrem hohen Vakua sich nicht würden erreichen lassen. Spätere Versuche zeigten, daß diese Vorsicht übertrieben war, indem bei Drucken unterhalb 1 mm die Dämpfung so groß wird, daß die Wirbel sich fast momentan beruhigen. Die vor Publikation der zitierten Abhandlung ausgeführten Versuche zeigten, daß die Wirkung der Pumpe Fig. 13 sehr von der richtigen Flammenhöhe abhängt und der Mangel eines Thermometers die Einstellung für praktische Zwecke zu sehr erschwert. Die Publikation der Pumpe Fig. 13 wurde deshalb verschoben. Die Pumpe Fig. 13 verhielt sich ebenso wie Pumpe Fig. 11 und gab keine bessere Saugleistung. Der Dampfstrahl kam offenbar bei diesem Modell noch nicht in der gewünschten Weise zustande, um ein wesentliches Heraufsetzen des Koeffizienten k zu bewirken.

2. Endgültige Ausführung 1923 (Fig. 14).

Die Diffusionsluftpumpe Fig. 14 unterscheidet sich von dem ersten Modell Fig. 13 der Diffusionsluftpumpe ganz aus Stahl nur durch einige Änderungen, welche notwendig waren, um die bei dem Modell Fig. 13 beabsichtigten Wirkungen besser hervorzubringen. Die Ziffern in Fig. 14 haben im übrigen dieselbe Bedeutung wie in Fig. 13. Die Änderungen bestehen erstens darin, daß der Strömungswiderstand für den Dampf in dem Rohr *15/27* der Fig. 13 durch Verkürzung dieses Rohres noch weiter verringert werden mußte. Die Wand *27* in Fig. 14 ist mittels Arm und Zwinge *23* am Dampfrohr *29* befestigt und hält den Quecksilberdampf von der Vorpumpe ab. Die zweite Änderung besteht darin, daß die Ringdüse 9 in Fig. 13 zur Beschleunigung des Dampfes zweckmäßig ersetzt wurde durch eine Reihe ringförmig

angeordneter Einzeldüsen, indem in die Scheibe *11* der Fig. 14 in der Nähe der Peripherie eine Anzahl zylindrischer Löcher *9* mit trompetenförmiger Erweiterung gebohrt sind. Zwei gegenüberliegende Löcher sind im Schnitt sichtbar. Der Dampf steigt im Rohr *29* hoch, tritt durch die Öffnung *10* in den Raum *8* und wird durch 6 Löcher *9* von jeweils 2 mm Durchmesser nach abwärts am Diffusionsspalt *13* vorbei geblasen. Der Diffusionsspalt wird durch die Rohre *7* und *15* begrenzt, die mittels der Blechstreifen *12* mechanisch verbunden sind. Der Wulst *17* des Rohres *15* mit Überlaufrohr *19* trägt zur Abdichtung den Quecksilberring *18*. Die Pumpe

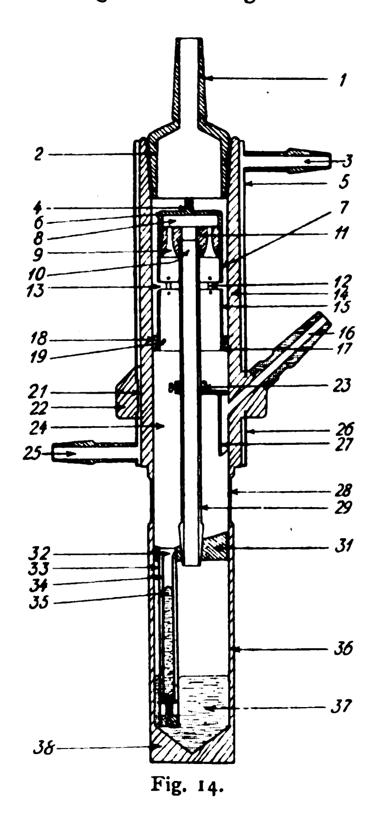


Fig. 14.

Fig. 14 entspricht ganz der Anordnung Fig. 4. Die vom Hochvakuumschliff *1* zuströmende Luft diffundiert durch den Spalt *13* in den aus den Düsen *9* austretenden Dampfstrahl und wird zusammen mit dem Dampf in dem Rohr *15* gestaut. Die Pumpe Fig. 14 arbeitet somit kombiniert nach dem Diffusionsprinzip und Stauprinzip. Sie gibt eine Saugleistung von 1,5 Liter per Sekunde. Die Sauggeschwindigkeit ändert sich wenig mit der Heizung. Der Heizung ist die natürliche obere Grenze gesetzt, wenn die durch den Dampfdruck getragene Quecksilbersäule bei *32* übertritt. Diese Pumpe gibt in größerer Ausführung (innerer Durchmesser des Gehäuses 5 cm) eine Saugleistung von über 6 Liter für Luft.

Mit der Pumpe Fig. 14 wurde festgestellt, in welcher Weise sich der Unterschied zwischen den Anordnungen Fig. 4 und Fig. 15 praktisch bemerkbar macht, indem das Rohr *15* vollständig entfernt wurde. Das Rohr *15* in Fig. 14 entspricht dem Rohr D_2 in Fig. 4. Um die Messung in beiden Fällen unter gleichen Verhältnissen durchführen zu können, wurden die Abmessungen so gewählt, daß der Diffusionsspalt in beiden Fällen die gleiche Weite hatte. Im ersten Fall mit Rohr *15* entsprechend der Anordnung Fig. 4 ist die Weite des Diffusionsspaltes gegeben durch den Abstand der Rohre *7* und *15*. Im zweiten Fall ohne Rohr *15* entsprechend der Anordnung Fig. 15 ist die Weite des Diffusionsspaltes gegeben durch den Abstand des unteren Randes des Rohres *7* von der gekühlten Wand *14*. Mit Rohr *15* gibt die Pumpe Fig. 14 ein Hochvakuum bei einem Vorvakuumdruck von 0 bis 1 mm Hg-Säule. Die maximale Saugleistung ist bei schwacher Heizung etwa 1,5 Liter per Sekunde und nimmt bei stärkster Heizung auf etwa 0,75 Liter per Sekunde ab. Oberhalb 1 mm Vorvakuum gibt die Pumpe kein Hochvakuum mehr. Ohne Rohr *15* gibt die Pumpe Fig. 14 ein Hochvakuum bei einem Vorvakuum von 0 bis 0,5 mm Hg-Säule. Die maximale Saugleistung ist ebenfalls etwa 1,5 Liter per Sekunde und nimmt bei stärkster Heizung etwas weniger ab als im ersten Fall. Sie versagt bei einem Vorvakuumdruck größer als 0,5 mm, indem Luft aus dem Vorvakuum in das Hochvakuum zurückgewirbelt wird. In diesem Fall zeigt die Pumpe entsprechend Gleichung (9) ein Grenzvakuum p, das z. B. bei 0,7 mm Vorvakuum $p = 0{,}001$ mm war. Mit Rohr *15* dagegen erhält man in diesem Fall noch ein Hochvakuum besser als 0,000001 mm, weil die Wirbel in dem Rohr *15* zur Ruhe kommen und eine laminare Strömung entsteht, welche die Luft im Vorvakuum zurückhält. Die Pumpe Fig. 14 wird von der Firma E. Leybolds Nachfolger A.-G. in Köln hergestellt.

d) Diffusionsluftpumpen von Langmuir.[1] Fig. 15—18.

Die Langmuirschen Diffusionsluftpumpen entsprechen der Anordnung Fig. 15 und unterscheiden sich von der ursprünglichen Anordnung des Verfassers Fig. 4 dadurch, daß das Rohr D_2 in Fig. 4 fortgelassen ist. Der Dampf tritt in Pfeilrichtung aus dem Rohr D_1, Fig. 15, aus. Das Gas strömt aus dem bei C angeschlossenen Rezipienten nach e, diffundiert bei e in den Dampfstrom und wird von diesem in den Vorvakuumkühler B gespült. Der Vorvakuumkühler B kann mit dem

[1]) J. Langmuir, Phys. Rev. VI, 1, S. 48—51, Juli 1916; Gen. El. Rev. XIX, 12, S. 1060—1071, Dez. 1916; Electrician 79, 13, S 579—580, Juli 1917.

Kühler E zu einem einzigen Kühler vereint sein. Durch die Kondensation des Dampfes am Kühler E bei der Austrittsstelle F des Dampfstrahls soll nach Langmuir verhindert werden, daß Dampf in der Richtung von e nach C strömt und die anzusaugende Luft zurückdrängt. Nach Langmuir ist die Kondensation das Wesentliche, er nennt deswegen seine Pumpen „Kondensationspumpen".

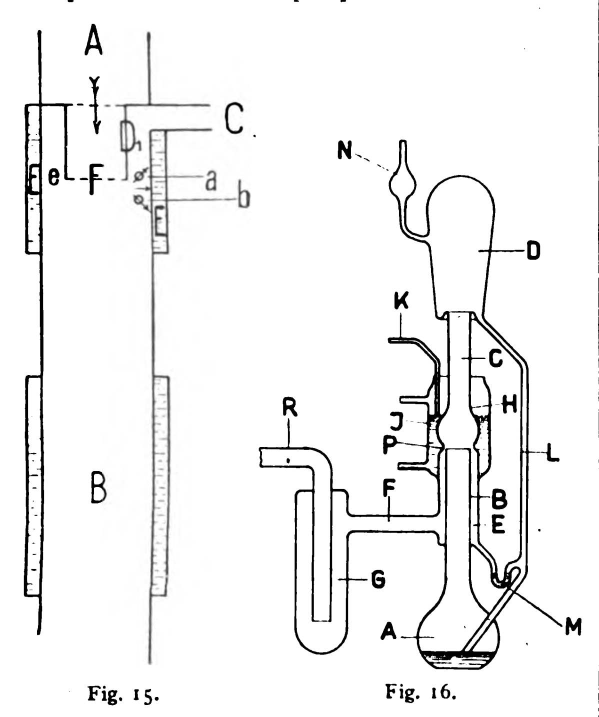


Fig. 15. Fig. 16.

1. Diffusionsluftpumpe nach Langmuir aus Glas (Fig. 16).

Bei der Pumpe Fig. 16 steigt der Quecksilberdampf vom Siedegefäß A durch die Röhren B und C in den luftgekühlten Kondensationsraum D. N wird mit der Vorpumpe verbunden. Die Luft des bei R angeschlossenen Rezipienten strömt durch die Kühlvorlage G und das Rohr F und an der Außenwand des Rohres B entlang bis P. Bei P diffundiert die Luft in den Dampfstrom und wird von diesem nach D mitgenommen. Die Wandung des Rohres H wird durch das in I enthaltene Kühlwasser am Eintrittsspalt P kalt gehalten. Das in D und bei P kondensierte Quecksilber fließt durch die Röhren L und M zum Quecksilber des Siedegefäßes zurück. Die Sauggeschwindigkeit beträgt etwa 4 Liter per Sekunde für Luft und etwa 7 Liter per Sekunde für Wasserstoff.

2. Diffusionsluftpumpe von Langmuir aus Glas (Fig. 17).

Die Pumpe Fig. 17 hat vor der Pumpe Fig. 16 den Vorteil, daß die eigentliche Pumpe sich getrennt herstellen und nachträglich, im abgekühlten Zustande, an das Siedegefäß A ansetzen läßt. Bei Bruch des Siedegefäßes ist die Reparatur einfach. Der in A (Fig. 17) entwickelte Quecksilberdampf strömt durch B und L bei P in das zu L konzentrische Rohr C, das von dem Wasserkühler J umgeben ist. Die Luft strömt aus dem bei R angeschlossenen Rezipienten durch F und E nach P. Bei P diffundiert die Luft in den Dampfstrahl, wird von diesem mitgenommen und an die

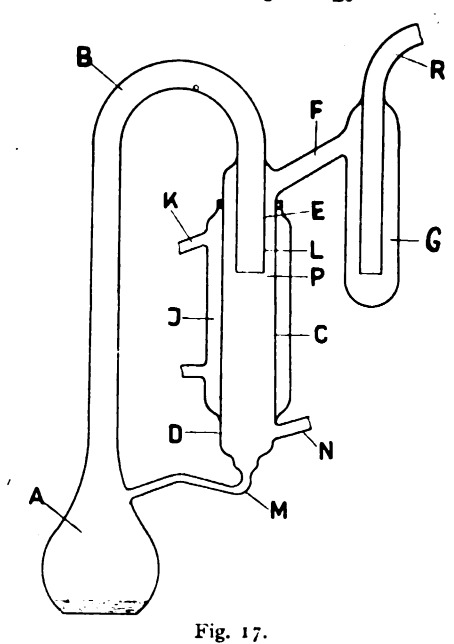


Fig. 17.

bei N angeschlossene Vorpumpe abgegeben. Das kondensierte Quecksilber fließt durch das Rohr M zum Siedegefäß zurück. Das Rohr B ist mit einem wärmeisolierenden Material, das in der Fig. 17 nicht eingezeichnet ist, umkleidet. Langmuir hat dem Wasserkühler später eine noch gedrungenere Form gegeben, die in Fig. 25 durch die Teile D_1 E G dargestellt ist, und die es dem Glasbläser ermöglicht, den Kühler an beiden Enden fest zu verblasen. Die Leistung der Pumpe bei den üblichen Abmessungen ist 2 bis 3 Liter per Sekunde. Die Pumpe gibt ein Hochvakuum bei einem Vorvakuum von 0,5 mm bei starker Heizung, und bei einem Vorvakuum von 0,05 mm bei schwacher Heizung.

3. Diffusionsluftpumpe von Langmuir aus Metall (Fig. 18).

Die Pumpe Fig. 18 besteht aus einem Eisengefäß A, dessen Seitenwand vom Wasserkühler J umgeben ist und dessen Boden in der Mitte erhitzt wird, so daß das Quecksilber bei D verdampft. Der Dampf steigt in dem Trichter F hoch, kehrt unter der Haube E nach unten um

und nimmt bei *P* die durch Diffusion eingedrungene Luft mit. Die Luft wird von dem bei *C* angeschlossenen Rezipienten angesogen und zu der bei *B* angeschlossenen Vorpumpe getrieben. Das kondensierte Quecksilber fließt unter dem Trichter *F* hindurch nach *D* zurück. Die Pumpe ist in verschiedenen Größen ausgeführt. Eine Pumpe, bei welcher das Trichterrohr *F* 3 cm Durchmesser und der Zylinder *A* 7 cm Durchmesser hat, gibt eine Sauggeschwindigkeit von etwa 3 Liter per Sekunde und gibt ein Hochvakuum bei einem Vorvakuum von 0,2 bis 0,5 mm und elektrischer Heizung mit einem Energieverbrauch von 100 bis 500 Watt.

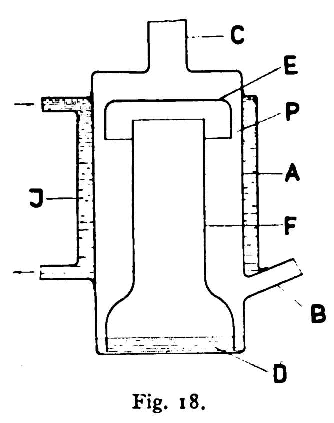


Fig. 18.

4. Kondensationstheorie von Langmuir.

Langmuir behauptet, daß seine Pumpen nach einem neuen Prinzip arbeiten, das wesentlich verschieden sei von dem Diffusionsprinzip des Verfassers. Er bezeichnet seine Pumpen als „Kondensationspumpen". Die Wirkungsweise der Kondensationspumpen ist nach Langmuir die folgende: „In diesen Pumpen führt ein Quecksilberdampfstrom das Gas in einen Verdichtungsraum. Die Wirkung des Dampfstromes ist ähnlich der Wirkung des Strahles in einer Dampfstrahlpumpe und in einer Gaedeschen Diffusionspumpe. Die Art, wie das Gas in der Kondensationspumpe in den Quecksilberdampfstrom hineingebracht wird, beruht auf einem neuen Prinzip, das wesentlich verschieden ist von dem in der Dampfstrahlpumpe und in der Gaedeschen Diffusionspumpe angewendeten. In den neuen Pumpen wird das Gas von dem Dampfstrom erfaßt und durch die Reibung der Gase gezwungen, an einer gekühlten Fläche entlang zu fließen. Indem diese Fläche auf einer so niedrigen Temperatur gehalten wird, daß das verdichtete Quecksilber nicht merklich wieder verdampft, wird verhindert, daß Quecksilberdampf in das zu entlüftende Gefäß entweicht. Die Wirkung dieser Pumpe hängt also in erster Linie davon ab, daß alle Atome des Quecksilbers, die eine mit Quecksilber bedeckte Fläche treffen, verdichtet werden (welches auch die Temperatur sei), ohne daß auch nur ein Bruchteil derselben von der Fläche zurückgeworfen wird. Aus diesem Grunde wird für die Pumpe der Name Kondensationspumpe vorgeschlagen."

Langmuir behauptet ferner, daß niedere Sauggeschwindigkeiten, wie die Sauggeschwindigkeit 80 ccm per Sekunde, die bei der Pumpe Fig. 11 gemessen wurde, von einem Pumpentypus unzertrennlich sind, „bei dem das Gas durch eine Öffnung gegen einen Strom von Quecksilberdampf diffundieren muß". Diese Behauptung, daß Pumpen vom Typus der Fig. 4, bei denen das Gas durch eine Öffnung gegen einen Strom von Quecksilberdampf diffundieren muß, nicht dieselben hohen Sauggeschwindigkeiten geben können, wie die „Kondensationspumpen", widerspricht der Tatsache. Die dem Typus Fig. 4 entsprechende Pumpe Fig. 14 hat eine Sauggeschwindigkeit von 1,5 Liter per Sekunde. In vergrößerter Ausführung wurde mit dieser Pumpe sogar eine Saugleistung von 6 Liter per Sekunde erhalten, das ist mehr, als die größten von Langmuir angegebenen Saugleistungen betragen.

Um zu entscheiden, ob bei der Langmuirschen Anordnung Fig. 15 die Kühlung der Wand unterhalb des Spaltes *e*, welche die Wiederverdampfung der Quecksilbermoleküle verhindern soll, prinzipiell notwendig ist zur Erreichung sehr großer Sauggeschwindigkeiten, hat Verf. die Pumpe Fig. 19 konstruiert. Der Quecksilberdampf strömt durch das Rohr *A* aufwärts und tritt aus dem erweiterten Teil *B* bei *P* aus. Die glockenförmige Erweiterung *B* engt zusammen mit der Wandung *C* den Raum um die oberste Windung der Kühlschlange *W* herum so ein, daß bei *e* ein Diffusionsspalt entsteht. Das Kühlwasser wird bei *m* zugeleitet, bei *n* abgeleitet. Der Quecksilberdampf kondensiert im Vorvakuum an der Kühlschlange *D*. Bei *N* wird die Vorpumpe angeschlossen. Bei *F* wird der Rezipient und das Vakuummeter angeschlossen. Die an das Rohr *A* angesetzte Glocke *E* verhindert, daß der Dampf des an dem Rückflußrohr *L* sich erwärmenden Quecksilbers in das Rohr *F* gelangt. Das bei *J* über das Kühlrohr gesteckte Glasrohr verhindert, daß auch nur an irgendeiner Stelle unmittelbar oberhalb des Spaltes *e* Kondensation eintreten kann. Damit auch an der Wand *C* keine Kondensation eintritt, wird die Wand *C* durch einen Brenner während der Messung auf etwa 200° erhitzt. Die Kühlschlange *W* liegt unterhalb des Diffusionsspaltes *e*. Ihre Wirkung besteht lediglich darin, den Diffusionsgegendruck auf den Eintrittsspalt *e* zu beschränken. Obwohl bei dieser Pumpe die oberhalb des Spaltes *e* auf die Glaswände auftreffenden Dampfmoleküle wieder verdampfen und den Gasmolekülen nach unten entgegenfliegen, so daß diese Pumpe dem

Langmuirschen Kondensationsprinzip nicht genügt, liefert diese Pumpe bei einem Vorvakuum von 0,06 mm ein Hochvakuum und hat eine Sauggeschwindigkeit von mehr als 3 Liter per Sekunde. Diese Pumpe leistet somit das gleiche, wie die Langmuirschen Pumpen Fig. 16 bis 18. Hieraus geht hervor, daß der Kondensation bei den Pumpen Fig. 16 bis 18 von Langmuir eine Bedeutung zugeschrieben ist, die ihr nicht zukommt.

Vom molekulartheoretischen Standpunkt aus ist gegen die Langmuirsche Kondensationstheorie einzuwenden, daß sie dem Maxwellschen Verteilungsgesetz der molekularen Geschwindigkeiten

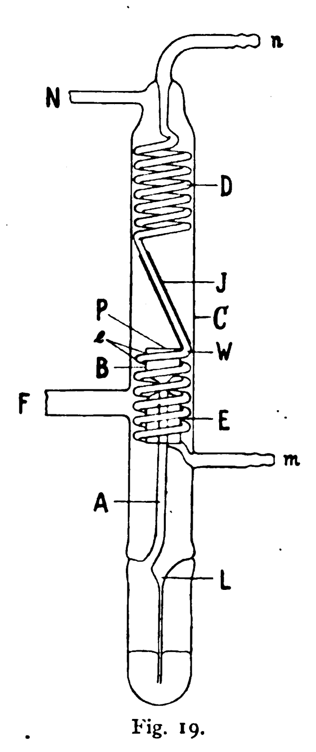


Fig. 19.

widerspricht. Langmuir nimmt nämlich an, daß sämtliche aus dem Dampfstrahl bei F in Fig. 15 seitlich austretenden Quecksilbermoleküle eine abwärts gerichtete Bewegungskomponente haben. Nach dem Maxwellschen Verteilungsgesetz haben aber alle Moleküle verschiedene Geschwindigkeiten und verschiedene Bewegungsrichtungen. Nach den Ausführungen im Kapitel III h gibt es stets eine Gruppe von Molekülen, die aus dem Dampfstrahl nach rückwärts sich ablösen. Diese Moleküle fliegen entgegen der Strahlrichtung in das Hochvakuum, wie durch den schräg aufwärts gerichteten Pfeil in Fig. 15 angedeutet ist, und drängen das anzusaugende Gas in der Richtung nach C zurück. Nach der Diffusionstheorie des Verfassers ist die notwendige Bedingung zur Erreichung eines Hochvakuums ausschließlich dadurch gegeben, daß die Weite der Diffusionsöffnung die freie Weglänge der Gasmoleküle in dem aufwärts fliegenden Schwarm von Dampfmolekülen größenordnungsweise nicht überschreitet. Daß diese Bedingung auch bei der Langmuirschen Anordnung eingehalten werden muß, kann durch ein Zahlenbeispiel erläutert werden. Die Strecke ab in Fig. 15, die das jeweils durch einen Kreis angedeutete Gasmolekül zurücklegen muß, um durch den aufwärts gerichteten Dampfstrom hindurch in den Teil des Dampfstroms mit einer abwärts gerichteten Bewegungskomponente zu gelangen, habe im Durchschnitt die Länge l. Die freie molekulare Weglänge sei auf dieser Strecke im Durchschnitt λ. Dann ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Gasmolekül die Strecke l ohne Kollision mit Dampfmolekülen durchfliegt, gegeben durch $e^{-\frac{l}{\lambda}}$, wenn e die Basis der natürlichen Logarithmen ist. Für $\lambda = l$ ist die Wahrscheinlichkeit $e^{-1} = 0{,}37$. Es gelangt der 0,37te Teil aller Gasmoleküle durch den Spalt e hindurch in den Dampfstrom. Ist λ größer als l, z. B. $\lambda = 8\,l$, so ist die Wahrscheinlichkeit $e^{-1/8} = 0{,}89$, d. h. es diffundieren $89\,\%$ aller Gasmoleküle durch den Spalt e in den Dampfstrom und werden von b aus nach abwärts mitgerissen. Ist λ kleiner als l, z. B. $\lambda = \frac{l}{8}$, so ist die Wahrscheinlichkeit $e^{-8} = 0{,}0003$. In diesem Fall diffundiert nur $0{,}03\,\%$ der vorhandenen Gasmoleküle in den Dampfstrom. Für $\lambda = \frac{l}{16}$ wird nur der 10^{-7}te Teil der Gasmoleküle, also praktisch überhaupt kein Gas mehr in den Dampfstrom hinein diffundieren. Das Gas wird in diesem Fall von dem in das Hochvakuum zurückschlagenden Dampf so gut wie vollkommen zurückgedrängt. Die Pumpe wirkt dann nicht mehr als Diffusionsluftpumpe, sondern nur als Dampfstrahlpumpe oder Dampfejektor und gibt kein Hochvakuum. Damit die Pumpe als Diffusionspumpe wirkt, und die Gasreste aus einem hohen Vakuum in den Dampfstrahl diffundieren, ist es notwendig, daß λ nicht zu klein ist im Vergleich zu l. Da der ganze Vorgang sich im Bereich des Spaltes e abspielt, ist die Flugstrecke l von ähnlicher Größenordnung wie die Weite des Spaltes e. Die Spaltweite darf somit die freie molekulare Weglänge größenordnungsweise nicht überschreiten, wenn die Pumpe ein Hochvakuum geben soll. Die Wände D_1 und E engen in diesem Fall den Spalt e in solchem Maße ein, daß sie ein Diffusionsdiaphragma bilden nach der im Kapitel II d gegebenen Definition. In entsprechender Weise kommt das Diffusionsdiaphragma bei den Langmuirschen Pumpen zustande mit Hilfe der Wände B und H bei Fig. 16 und der Wände L und C bei Fig, 17. Das Diffusions-

diaphragma sperrt für den Dampf die Zuleitung zu den Kondensationsstellen auf der Hochvakuumseite, das ist die Zuleitung von P zu der mit Wasser gekühlten Wand unterhalb P in Fig. 16 bzw. oberhalb P in Fig. 17 und zu der in flüssiger Luft zu kühlenden Vorlage G in Fig. 16 und 17. Damit ist der von P nach G fließende Dampfstrom so geschwächt, daß das bei R anzusaugende Gas diesem Dampfstrom entgegen von G nach P diffundieren kann, um alsdann von dem Dampfstrahl in das Vorvakuum mitgerissen zu werden.

Die Entscheidung darüber, ob die Langmuirschen Pumpen Fig. 16—18 nach dem Kondensationsprinzip oder nach dem Diffusionsprinzip arbeiten, läuft auf die Frage hinaus, welches von den beiden Prinzipien die notwendige Bedingung ist zur Erzeugung eines Hochvakuums. Die bisher beschriebenen Versuche haben gezeigt, daß die notwendige und hinreichende Bedingung zur Erzielung eines Hochvakuums dadurch gegeben ist, daß die den Zutritt des Dampfes zu den Kondensationsvorlagen des Rezipienten sperrenden Wände als Diffusionsdiaphragma wirken. Nach dem Diffusionsprinzip erhält man somit unter allen Umständen ein Hochvakuum. Ist dagegen bei der Langmuirschen Pumpe der Spalt so weit, daß die freie Weglänge der Gasmoleküle in den in das Hochvakuum zurückschlagenden Dämpfen klein ist gegenüber der Spaltweite, so versagt die Pumpe trotz der denkbar vollkommensten Kondensation. Die Anwendung des Langmuirschen Kondensationsprinzips ist somit weder hinreichend noch notwendig zur Erzeugung eines Hochvakuums. Jede sogenannte Kondensationspumpe gibt nur dann ein Hochvakuum, wenn sie eine Diffusionsluftpumpe ist. Die Langmuirschen Pumpen Fig. 16—18 sind Diffusionsluftpumpen.

e) Diffusionsluftpumpe von Williams.[1]) Fig 20.

H. B. Williams[1]) hat die durch Fig. 20 dargestellte Diffusionsluftpumpe ganz aus Glas angegeben. Der Quecksilberdampf strömt an dem bei F schräg abgeschnittenen Rohr G vorbei zum Vorvakuumkühler c. Bei m wird das Kühlwasser zu-, bei n abgeleitet. g wird mit der Vorpumpe, f mit dem Rezipienten verbunden. Bei F begrenzen der Innenkühler E und das Rohr G die ringförmige Eintrittsöffnung e der Luft in den Dampfstrom. Der bei F in das Dampfrohr hineinragende Teil des Rohres G verengt an dieser Stelle den Strömungsquerschnitt des Dampfes und erhöht die Strömungsgeschwindigkeit des Dampfes am Diffusionsspalt e. Die Pumpe gibt ein Hochvakuum, sobald die den Spalt e begrenzenden Wandungen von E und G ein Diffusionsdiaphragma bilden. Die Sauggeschwindigkeit der Pumpe, Fig. 20, ist nicht so groß wie die Sauggeschwindigkeit der Pumpen Fig. 16 bis 18, weil die Geschwindigkeit des die Luft bei e fortspülenden Dampfes nicht genügend groß ist.

f) Diffusionsluftpumpe von Knipp.[1]) Fig. 21.

Die verbesserte „Hochvakuum - Quecksilberdampfpumpe" von Char. T. Knipp, ist eine Diffusionsluftpumpe, bei welcher besonders auf Einfachheit der Glasbläserarbeit Rücksicht genommen ist. Der bei Q entwickelte Quecksilberdampf steigt im Rohr A, Fig. 21, hoch, kehrt unter der Glocke N um und tritt am Diffusionsspalt e vorbei in den Vorvakuumkondensator B. Die rechts und links an B angeschmolzenen Röhren gg führen zum Vorvakuum, f führt zum Hochvakuum. Das Kühlwasser wird bei m zugeleitet, bei n abgeleitet. Die wesentliche Vereinfachung der Pumpe besteht darin, daß das kondensierte Quecksilber nicht durch besondere Glasröhren zum Siedegefäß Q zurückgeführt wird, sondern daß die Kapillarkräfte des Quecksilbers benutzt werden, um den Rückfluß nach Q zu regeln. Bei 1 und 2 in Fig. 21 bleibt das Quecksilber infolge der Kapillarkräfte auf den engen Öffnungen liegen und bildet einen Abschluß. Erst wenn sich soviel Quecksilber anhäuft, daß die Oberflächenspannung nicht mehr der darauf lastenden Quecksilbersäule das Gleichgewicht halten kann, fließt das überschüssige Quecksilber durch.

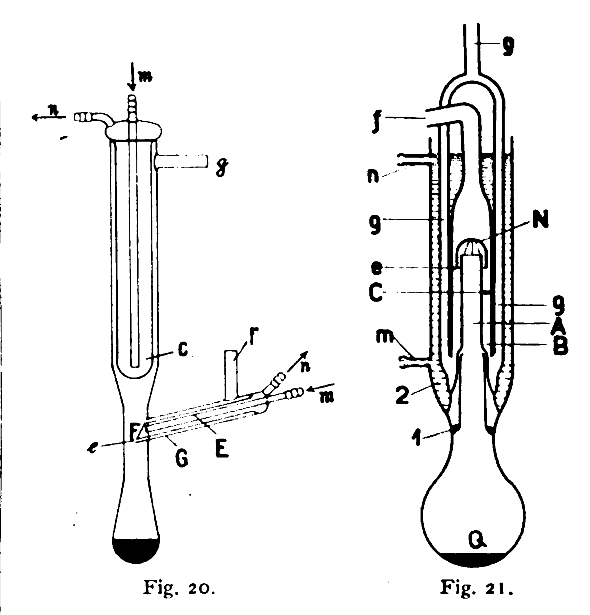


Fig. 20. Fig. 21.

[1]) H. B. Williams, Physical Review, May 1916, III, No. 5.

[1]) Knipp, Physical Review, April 1917.

g) Diffusionsluftpumpe ganz aus Glas von Gaede. Fig. 22.

Die Diffusionsluftpumpe, Fig. 22, ist ganz aus Glas hergestellt und entspricht der schematischen Fig. 15. Das Quecksilber Q (Fig. 22) wird durch eine Flamme erhitzt. n und m sind Zu- und Abfluß des Kühlwassers. f ist mit dem Rezipienten, g mit der Vorpumpe verbunden. Der Quecksilberdampf steigt im Rohr A in der Pfeilrichtung hoch und spült die Luft, die aus dem Hochvakuum bei e in den Dampfstrom hineindiffundiert, zu dem Kühler c in das Vorvakuum. Die Pumpe wird mit einem Vorvakuum von 0,1 mm betrieben. Die freie Weglänge bei e ist so groß, daß die Weite des Spaltes die freie Weglänge der Gasmoleküle größenordnungsweise nicht überschreitet. Die den Spalt e einengenden Wände des Trichters D und Kühlers E wirken somit als Diffusionsdiaphragma, und die Pumpe gibt als Diffusionsluftpumpe ein Hochvakuum. Die Saugleistung der Pumpe ganz aus Glas variiert je nach der zufälligen, beim Einschmelzen sich ergebenden relativen Lage von E und D im Rohr A und beträgt mindestens $^1/_4$ Liter per Sekunde.

In einem zusammenfassenden Bericht über Hochvakuumpumpen glaubt Gehrts[1]) die Diffusionsluftpumpe, Fig. 22, als „Kondensationspumpe" bezeichnen zu sollen. Nach den Ausführungen im Kapitel IV d, 4 erübrigt es sich näher hierauf einzugehen.

h) Diffusionsluftpumpen von Volmer.[2]) Fig. 23 und 24.

Die Volmersche Pumpe, Fig. 23, besteht aus Glas und entspricht dem Schema Fig. 15. Der bei Q entwickelte Quecksilberdampf strömt durch das Rohr D_1 am Diffusionsspalt e vorbei und durch das gekühlte Rohr E in den Vorvakuumkühler. Bei m wird Kühlwasser zu-, bei n abgeleitet. Bei C wird der Rezipient, bei B die Vorpumpe angeschlossen. Die Pumpe ist dazu bestimmt, mit einer Wasserstrahlpumpe als Vorpumpe verwendet zu werden. Der Spalt e ist etwa $^1/_3$ mm weit. Diese Pumpe ist, obwohl sie eine Diffusionsluftpumpe ist, keine Hochvakuumpumpe, weil infolge von Turbulenz Luft aus dem Vorvakuum nach e zurücktritt und entsprechend Gleichung (9) ein Grenzvakuum p sich einstellt. p ist bei dieser Pumpe etwa 0,001 mm.

Die Volmersche Pumpe, Fig. 24, ist ganz aus Quarz hergestellt und hat vor den gläsernen Pumpen den Vorzug großer thermischer Unempfindlichkeit. Der Rezipient wird mit dem Schliff C verbunden. Der bei Q entwickelte Quecksilberdampf steigt in dem Rohr A hoch und tritt unter den Glocken D_1 und D_1' nach abwärts aus. Die Pumpe arbeitet mit zwei Druckstufen. Der aus D_1 austretende Dampfstrahl nimmt am Diffusionsspalt e die in

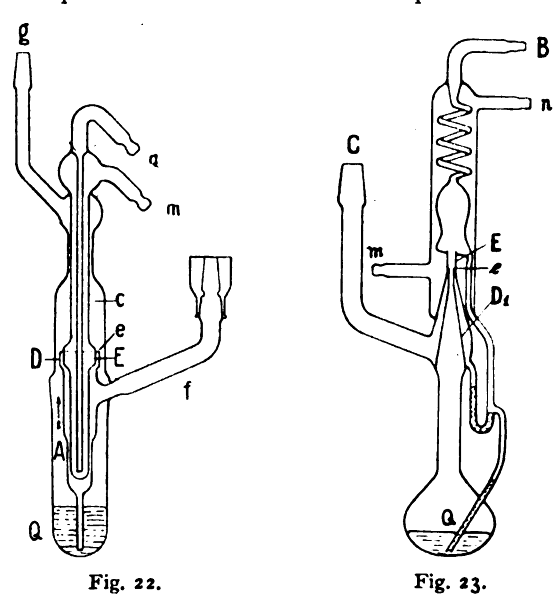


Fig. 22. Fig. 23.

ihn hinein diffundierende Luft auf und treibt dieselbe zur zweiten Stufe, Der unter D_1' austretende Dampfstrahl nimmt die Luft bei e' auf und komprimiert dieselbe bis auf etwa 20 mm Druck, so

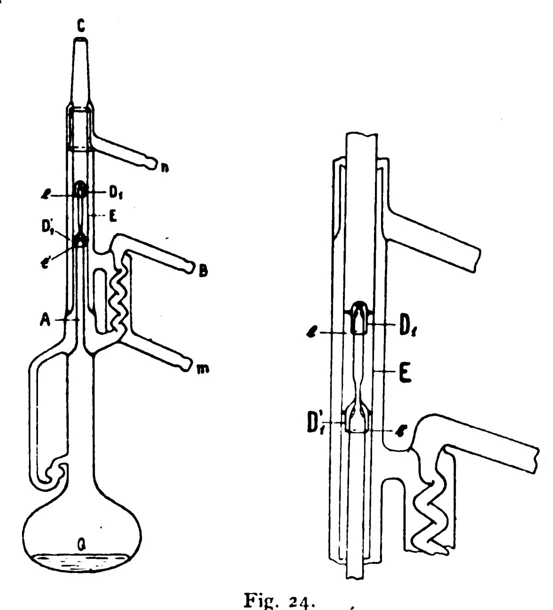


Fig. 24.

daß diese Luft durch eine bei B anzuschließende Wasserstrahlpumpe oder Maschinenpumpe abgesogen werden kann. Bei m wird Wasser zugeleitet, bei n abgeleitet. Damit diese Pumpe auch mechanisch nicht beschädigt werden kann, ist sie in

[1]) Gehrts, Zeitschr. f. techn. Physik, 1 (1920), S. 61.
[2]) Volmer, Ber. d. Deutsch. chem. Gesellsch. 52, I, S. 804. — Volmer, Zeitschr. f. angew. Chemie, 34 (1921), S. 149.

einem Gehäuse aus Eisenblech federnd aufgehängt. Sie gibt ein Hochvakuum und hat eine Sauggeschwindigkeit von etwa 1 Liter per Sekunde.

Außerdem hat Volmer noch eine Pumpe aus Glas, ähnlich der Diffusionsluftpumpe, Fig. 22, konstruiert und diese als Kondensationspumpe bezeichnet.

Volmer bezeichnet seine Pumpen als Dampfstrahlpumpe und Kondensationspumpe und behauptet, daß diese keine Diffusionsluftpumpen sind. Da die Pumpen Volmers der Anordnung, Fig. 15, entsprechen und ebenso wie bei Fig. 15 auch bei Fig. 23 und Fig. 24 die Dampfleitung $D_1 E$ den Spalt e begrenzt und ein Diffusionsdiaphragma bilden muß, wenn ein hohes Vakuum entstehen soll, sind die Pumpen Volmers ebenfalls Diffusionsluftpumpen. Außerdem finden sich in den zitierten Volmerschen Abhandlungen noch Unrichtigkeiten physikalischen Inhalts. Volmer behauptet, die Luft werde am Spalt e „weniger durch freiwillige Diffusion in den Quecksilberdampf, als durch einen Effekt, der kurz als „Mitreißen" bezeichnet werde, mitgeführt". Hierzu ist folgendes zu bemerken: Ein Luftstrahl, den man aus einem großen Luftkessel mittels einer Düse frei in die Atmosphäre austreten läßt, reißt die umgebende Luft mit. Die Luft fließt von allen Seiten senkrecht auf den Luftstrahl und wird dann vom Luftstrahl mitgerissen. Man kann dies leicht demonstrieren, wenn man eine brennende Fackel in die Nähe des Luftstrahles bringt. Wo man die Fackel auch hinbringt, stets schlagen die Flammen mit großer Heftigkeit senkrecht auf den Luftstrahl. Ein Dampfstrahl im Vakuum verhält sich gerade umgekehrt. Ein Quecksilberdampfstrahl, den man in ein evakuiertes Gefäß eintreten läßt, breitet sich sofort aus, wie man an der Bildung von Quecksilberniederschlägen an der Wand erkennen kann. Die Gasreste werden von dem sich ausbreitenden Dampf gegen die Wand gedrängt. Sie umspülen den Dampfstrahl nicht mehr und werden aus diesem Grunde auch nicht „mitgerissen". Das „Mitreißen" ist ein Vorgang, der sich in jedem Injektor abspielt und keinesfalls den physikalischen Vorgang charakterisiert, der die Erzeugung eines Hochvakuums ermöglicht. Nur nach dem Diffusionsprinzip gelingt es, das sehr verdünnte Gas mit dem bedeutend dichteren Dampfstrahl in Berührung zu bringen, so daß es von diesem mitgerissen oder mitgeführt wird. Das Diffusionsprinzip verlangt, daß die Weite der Eintrittsöffnung für das Gas in den Dampfstrahl die freie molekulare Weglänge größenordnungsweise nicht überschreitet. Wenn diese Bedingung erfüllt ist, gelangt die Luft „durch freiwillige Diffusion in den Quecksilberdampf". Die Trennungswände zwischen Dampfraum und Hochvakuumraum, welche die Einengung unter diesen Bedingungen bewirken, sind vom Verf. als „Diffusionsdiaphragma" und die Pumpe als „Diffusionsluftpumpe" bezeichnet.

Weiter stellt Volmer über den Vorgang, durch den das Gas vom Dampf erfaßt und fortgeführt wird, die Behauptung auf, „daß bei den Wasserdampfstrahlpumpen, die bei höheren Drucken und entsprechend kleinen freien Weglängen der Moleküle arbeiten, die innere Reibung des abzusaugenden Mediums für den Effekt maßgebend ist, während bei den Hg-Hochvakuumdampfstrahlpumpen ähnlich wie bei der Gaedeschen Molekularluftpumpe die äußere Reibung wirksam wird". Bekanntlich[1]) spielt sich die „äußere Reibung" zwischen dem Gas und der Wand ab. Bei den „Hg-Hochvakuumdampfstrahlpumpen" werden die Gase nicht durch Bewegung einer festen Wand, wie bei der Molekularluftpumpe, fortgeführt, sondern die Wände bei der Hg-Hochvakuumdampfstrahlpumpe bleiben stehen. Die Gase werden somit nicht durch die Wirkung der äußeren Reibung abgesogen, wie Volmer irrtümlich behauptet.

Volmer behauptet ferner, bei großen Drucken entsteht am Spalt — bei a in Fig. 15 — „ein dauerndes, sich stets erneuerndes Polster aus Quecksilberdampf, welches der abzusaugenden Luft den Weg versperrt". Hiergegen ist einzuwenden, daß der von Volmer eingeführte Begriff „Quecksilberdampf-Polster" den physikalischen Vorgang nicht erklärt, sondern nur einen Vergleich gibt. Wenn man diesen Vergleich beibehalten will, beruht das Diffusionsprinzip darauf, daß zur Erreichung eines Hochvakuums das „Quecksilberdampfpolster" in solchem Grade verdünnt wird, daß das Gas hindurch diffundieren kann. Ist das „Quecksilberdampfpolster" zu dicht, so wird das Gas zurückgedrängt, die Pumpe wirkt nur als Dampfstrahlpumpe und gibt kein Hochvakuum. Ist das „Quecksilberdampfpolster" so verdünnt, daß das Gas durch dasselbe hindurch zum Dampfstrahl diffundieren kann, so ist die Pumpe eine Diffusionsluftpumpe und gibt, falls der Dampfstrahl gasfrei ist, ein Hochvakuum.

i) Diffusionsluftpumpe von Siemens und Halske.[2]) Fig. 25.

Die Pumpe, Fig. 25, ist im wesentlichen die verbesserte Form, welche Langmuir seiner Pumpe, Fig. 17, gegeben hat. Die Verbesserung besteht vor allem darin, daß die Form gedrungener ist und die äußere Wand des Kühlers G oben und unten angeschmolzen werden kann, während bei Fig. 17 der Kühler oben offen ist. Bei m wird das Kühlwasser zu-, bei n abgeleitet. Bei C wird der Recipient, bei B die Vorpumpe angeschlossen. Der Quecksilberdampf fließt an dem Diffusions-

[1]) Vgl. auch Gaede, Ann. d. Phys. **41** (1913), S. 337. Gaede, Ann. d. Phys. **41** (1913), S. 289.

[2]) Gehrts, Zeitschr. f. techn. Physik **1** (1920), S. 61.

diaphragma $D_1 E$ entlang, kondensiert, und fließt durch das Rohr F zum Quecksilbergefäß zurück. Die Neuerung von Siemens und Halske besteht in der Heizung. Der Dampf wird durch einen elektrischen Lichtbogen bei Q in Fig. 25 entwickelt. Das Quecksilber in dem Glasbecher H ist Kathode, das Quecksilber außerhalb ist Anode. Der Vorschaltwiderstand des Quecksilberlichtbogens ist um das Rohr A herum angeordnet und heizt das Rohr, um Dampfverluste durch Kondensation in A zu verhindern. Die Innenheizung bringt den Vorteil, daß die Glaswandung thermisch nicht beansprucht wird.

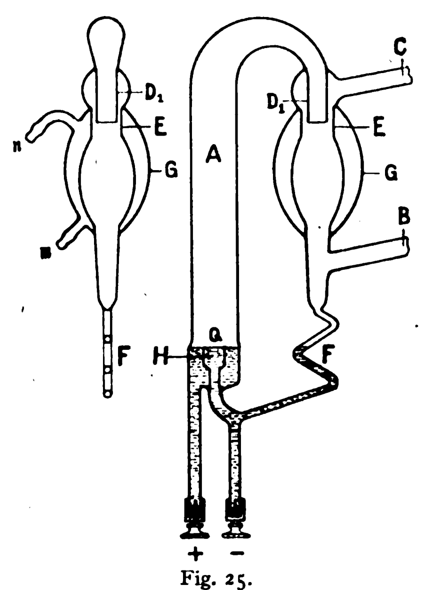


Fig. 25.

k) Diffusionsluftpumpe von Shrader und Sherwood.[1]) Fig. 26.

Shrader und Sherwood bezeichnen die durch Fig. 26 dargestellte Pumpe als Diffusionsluftpumpe. Bei mn wird das Wasser zu- und abgeführt. Bei C wird der Rezipient, bei g die Vorpumpe angeschlossen. Der Dampf tritt aus dem Dampfrohr A direkt in den gekühlten Raum B ein. Das kondensierte Quecksilber wird durch die Rückflußrohre V und H zurückgeleitet. Der Diffusionsspalt e, der von den Rohren D_1 und D_2 begrenzt wird, ist im Gegensatz zu der sonst ähnlichen Langmuirschen Pumpe Fig. 16 nicht gekühlt. Das Dampfrohr D_1 (Fig. 26) überragt das äußere Rohr D_2 um etwa 1 mm. Auf diese Weise treten nur die geringen Dampfmengen, die nach den Ausführungen im Kapitel III h sich aus dem sehr schnell bewegten Dampfstrahl nach rückwärts ablößen, in den Zwischenraum zwischen D_1 und D_2 zurück, so daß das abzusaugende Gas nur einen geringen Diffusionswiderstand auf dem Wege von der Kondensationsstelle des Dampfes bis zum Eintritt in den Dampfstrahl bei e zu überwinden hat. Die Sauggeschwindigkeit beträgt mehrere Liter in der Sekunde.

l) Diffusionsluftpumpen von C. W. Kraus[1]), W. C. Baker[2]), Greiner und Friedrichs[3]), Physiko-chemische A.-G. Hannover.

Die in der Überschrift genannten Pumpen lehnen sich sämtlich an das durch Fig. 15 angegebene Schema an. Kraus verwendet eine Wasserstrahlpumpe als Vorpumpe. Die Pumpe von Greiner und Friedrichs arbeitet mit zwei Druckstufen, ähnlich wie die Volmersche Stufenpumpe, und ist aus Glas hergestellt. Die Physikochemische A.-G. Hannover verwendet bei einer

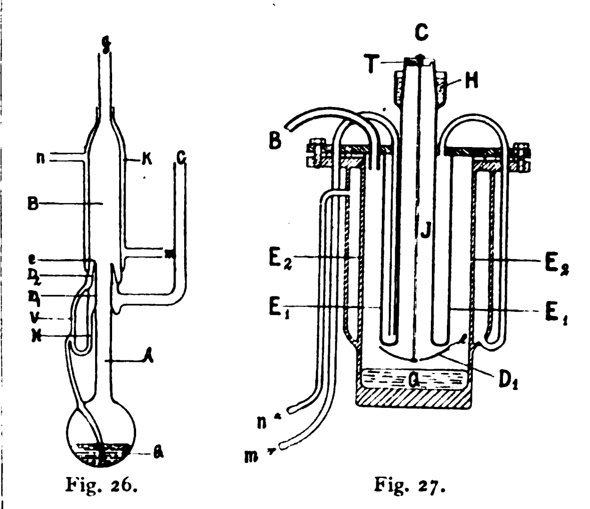


Fig. 26. Fig. 27.

Pumpe nach Fig. 25 statt Lichtbogenheizung eine elektrische Patrone wie bei elektrischen Kochgeschirren.

m) Diffusionsluftpumpe von Gaiffe-Gallot und Pilon. Fig. 27.

Die Pumpe von Gaiffe-Gallot und Pilon ist durch Fig. 27 dargestellt und besteht nach dem Katalog der Firma ganz aus Eisen. Der Rezipient wird bei C aufgesetzt. Der Schliff ist bei H mit Harz gedichtet, das vor dem Aufsetzen des Mantelschliffes erhitzt werden muß. Die Vorpumpe wird bei B angeschlossen. Das Kühlwasser wird bei m zugeleitet, bei n abgeleitet. Die Schale D_1 hängt an dem Stab J, der oben mit einer in den Schliff C eingesetzten Traverse T gehalten wird. Der bei Q entwickelte Dampf nimmt das Gas, daß bei e in ihn hinein diffun-

[1]) Phys. Rev. XII, S. 70, 1918, No. 6, Dezember.

[1]) C. A. Kraus, Journ. Amer. Chem. Soc. 39 (1917), S. 2183—2186.

[2]) Phys. Rev. X, S. 642—644, Dez. 1917, No. 6.

[3]) Zeitschr. f. angew. Chemie 34 (1921), S. 46, No. 11, Februar.

diert, nach oben mit und kondensiert an den Wänden E_1 und E_2.

n) Diffusionsluftpumpe von W. W. Crawford.[1]) Fig. 28 und 29.

Crawford geht von der Tatsache aus, daß mit gewöhnlichen Dampfstrahlpumpen hohe Vakua nicht erzielt werden können und stellt folgende Überlegung an: „Versuche mit Hilfe einer Dampfstrahlpumpe ein hohes Vakuum zu erzeugen, sind auf die Schwierigkeit gestoßen, daß der Strahl in einem hohen Vakuum sich ausbreitet und das Gas nicht auf und mitnimmt." Nur in einem besonderen Falle breitet sich der Dampfstrahl, wie Versuche im höchsten Vakuum gezeigt haben,

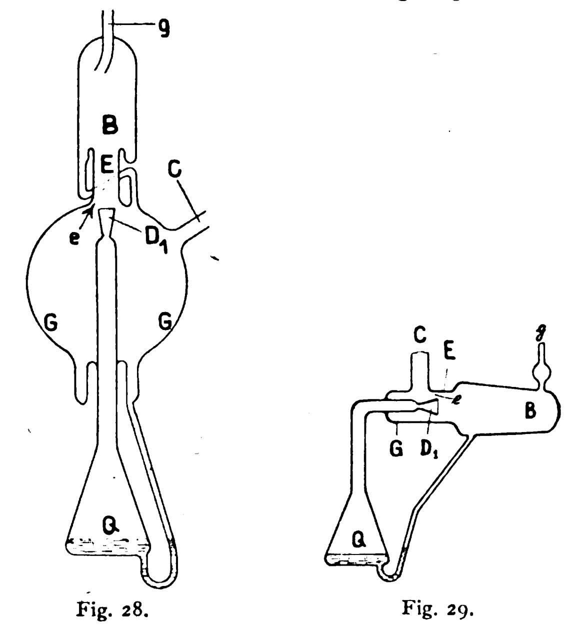


Fig. 28. Fig. 29.

nicht aus, wenn nämlich die Dichtigkeit des Strahles so klein ist, daß die Moleküle nur selten zusammenstoßen. Ein Strahl von dieser Verdünnung heißt „Molekularstrahl". Crawford sagt darüber: „Ein derartiger Strahl könnte keinen großen mechanischen Effekt auf die Gase haben. Die Moleküle des Gases würden in jeder Richtung frei durch den Strahl hindurchgehen. Wenn dagegen ein Strahl hervorgebracht werden könnte, in dem die Moleküle sich nicht nur in parallelen Richtungen, sondern auch mit fast gleicher Geschwindigkeit bewegen, würden in ihnen keine Zusammenstöße zwischen den Dampfmolekülen mehr vorkommen, selbst wenn die Dichtigkeit des Dampfes weit über der Grenze für die gewöhnliche molekulare Strömung liegen sollte. Im Übrigen müßten, auch wenn Zusammenstöße vorkommen, die resultierenden Geschwindigkeiten fast gleich und parallel gerichtet sein, da nur die Richtung der relativen Geschwindigkeit und nicht die Geschwindigkeit des gemeinsamen Schwerpunktes der beiden Moleküle durch den Zusammenstoß geändert wird.[1]) Ein mit dem Strahl sich bewegendes Gasmolekül würde leicht in denselben hineingelangen, würde aber dadurch, daß es einer verhältnismäßig ungeheuern Anzahl von Molekülen begegnet, mit denen es zum Teil zusammenstoßen muß, wirksam daran verhindert werden, dem Dampfstrahl entgegen zurückzukehren."

Crawford nennt eine Pumpe, welche mit einem Strahl dieser Art arbeitet, „Parallelstrahl-Hochvakuumpumpe". Die Pumpe hat folgende Konstruktion: Der bei Q entwickelte Quecksilberdampf in Fig. 28 und 29 strömt aus der Dampfdüse D_1 aus. Diese ist nach dem Vorbild der de Lavalschen Dampfdüsen für schnell laufende Dampfturbinen konisch geformt, damit der Dampfstrahl eine möglichst große Geschwindigkeit annimmt. Der Dampfstrahl nimmt die aus dem bei C angeschlossenen Rezipienten anzusaugende Luft bei e auf und treibt diese durch den Kanal E in den Kondensationsraum B, der bei g mit einer Hilfspumpe verbunden ist. Die Wände der Pumpe werden in freier Luft, nicht mit Wasser gekühlt.

Gegen die Theorie Crawfords ist folgendes einzuwenden: Crawford erklärt die Wirkung der Pumpe durch einen Parallelstrahl, das ist ein Grenzfall von einem Dampfstrahl, bei dem die ungeordnete Temperaturbewegung der Moleküle verschwindend klein ist gegenüber der allen Molekülen gemeinsamen, gerichteten Strahlgeschwindigkeit, so daß parallele Bahnen für alle Moleküle resultieren. In einem solchen Parallelstrahl ist entweder die Temperaturbewegung extrem klein bei üblichen Strahlgeschwindigkeiten, die Temperatur des bewegten Dampfes somit in der Nähe des absoluten Nullpunktes, oder aber der Strahl bewegt sich mit kosmischen Geschwindigkeiten bei einer üblichen Temperatur. Beide Fälle sind nicht realisierbar. Parallelstrahlen kann man nicht herstellen. Die Angaben, die Crawford über den von ihm verwendeten Strahl macht, nämlich die gerichtete Strahlgeschwindigkeit sei gleich 420 m/sec und die ungeordnete Temperaturbewegung sei gleich 210 m/sec, zeigen, daß Crawford keine Parallelstrahlen in diesem Sinne, sondern nur einen gewöhnlichen Dampfstrahl hoher Geschwindigkeit hatte. Der günstige Einfluß großer Strahlgeschwindigkeiten auf die Erzeugung eines hohen Vakuums ist bereits in früheren Kapiteln (IIIe und IIIh) ausreichend behandelt.

Anderseits würde ein Dampfstrahl, bei dem die Moleküle sämtlich gleiche Bewegungsrichtung, dagegen verschiedene Bewegungsgeschwindigkeit

[1]) Physical Review, Nov. 1917.

[1]) Maxwell, Scientific Papers, Vol. I, S. 377.

haben, immerhin eine wenn auch eindimensionale Temperaturbewegung, aufweisen. Nach Gehrts[1]) wäre dies ein Parallelstrahl, der sich nicht im Vakuum ausbreitet und die von Crawford angegebene Saugwirkung aufweist. Es läßt sich aber zeigen, daß auch ein derartiger Strahl nicht existenzfähig ist. Wir wollen einmal annehmen, in einem bestimmten Moment bewegen sich alle Moleküle in gleicher Richtung, aber mit verschiedenen Geschwindigkeiten. Wenn alle Moleküle auf parallelen Bahnen sich bewegen, breitet der Strahl sich nicht im Vakuum aus. Zwei Moleküle haben vor dem Zusammenstoß die parallelen Geschwindigkeiten v_1 und v_2. Die Pfeile in Fig. 30 geben die Geschwindigkeiten der Richtung und Größe nach. Beide Moleküle stoßen mit ihren Wirkungssphären bei irgendeiner schrägen Lage der Schwerpunktslinie *a a* zusammen. Nach dem Stoß sind die Geschwindigkeiten v_1' und v_2' nicht mehr parallel, wie Fig. 30 zeigt. Ein Parallelstrahl dieser Art verwandelt sich somit schon nach den ersten gegenseitigen Zusammenstößen der Moleküle in einen gewöhnlichen Dampfstrahl. Erfolgen die Zusammenstöße so nahe am Rande des Dampfstrahles, daß der Abstand vom Rande kleiner ist als die molekulare freie Weglänge, so kehren die nach außen gestoßenen Moleküle nicht mehr zurück, der Dampfstrahl breitet sich im Vakuum aus. Die von Crawford herangezogene Erhaltung der Geschwindigkeit des gemeinsamen Schwerpunktes nach Maxwell bedeutet nicht, daß parallele Bahnen der Moleküle auch nach den Zusammenstößen parallel bleiben, sondern der Schwerpunkt des ganzen Dampfstrahles einschließlich der seitlich sich ausbreitenden Dämpfe bewegt sich mit gleichförmiger Geschwindigkeit.

Der Dampfstrahl hat sich bei den Versuchen von Crawford ausgebreitet. Dies geht aus seinen eigenen Angaben hervor, weil bei *C* (Fig. 29) und *G* (Fig. 28) am Glas Quecksilberniederschläge sich bildeten. Diese Quecksilberniederschläge zeigen, daß Crawford bei seinen Versuchen keinen Parallelstrahl gehabt hat. Nach dem Diffusionsprinzip dagegen saugen die Pumpen Fig. 28 und 29 das Gas bei *C* ab, sobald die sich ausbreitenden Dämpfe so verdünnt sind, daß das Gas entgegen den sich ausbreitenden Dämpfen von *C* durch den Spalt *e* hindurch in den Dampfstrahl diffundieren kann. Der Diffusionsgegendruck erstreckt sich bei einem Teil der Versuche Crawfords mit Pumpe Fig. 29 vom Eintrittsspalt *e* bis in das Ansatzrohr *C* hinein. Der zurücktretende Quecksilberdampf verdichtet sich während des Betriebes in dem Rohr *C*. Die Sauggeschwindigkeit wird erhöht, indem der Diffusionsgegendruck auf die unmittelbare Umgebung des Eintrittsspaltes beschränkt wird. Ohne Änderung der Konstruktion ist dies bei den Crawfordschen Versuchen durch Kühlen der den Eintrittsspalt begrenzenden Pumpenwand erreicht. Crawford findet in diesem Fall bei einer Pumpe mit vertikalem Strahl, ähnlich wie Fig. 28, die aber in Übereinstimmung mit Fig. 29 bei *G* nicht zu einer Kugel erweitert ist, mit Kühlung eine etwa 10fach größere Sauggeschwindigkeit als ohne Kühlung. Ebenso ist auch bei Fig. 28 der Diffusionsgegendruck auf den Spalt *e* beschränkt, weil die vom Diffusionsspalt in das Hochvakuum nach *G* zurücktretenden Dämpfe sich von *e* aus in das Hochvakuum fächerförmig ausbreiten. Diese Pumpe Fig. 28 arbeitet auch tatsächlich besser als Fig. 29 und gibt nach Crawford gute Resultate auch bei größeren Dampfdrucken im Heizkolben als die andere Pumpe

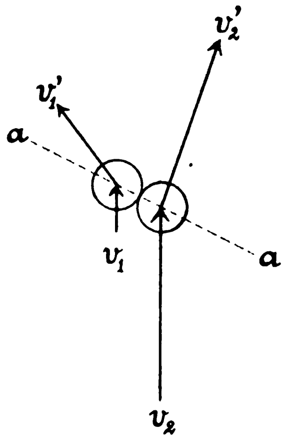


Fig. 30.

Fig. 29. Bei einer Anzahl von Versuchen wurde das Rohr *E* elektrisch erhitzt, um zu zeigen, daß die nach Langmuir zur Erzeugung eines hohen Vakuums wesentliche Kondensation keinen Einfluß auf die Abführung der Gase hat.

Für das Zustandekommen der Saugwirkung im hohen Vakuum ist bei den Pumpen Fig. 28 und 29 die hohe Strahlgeschwindigkeit und konische Düsenform nicht die notwendige Bedingung. Auch ohne konische Düse, mit einem zylindrischen Rohr ohne Wasserkühlung, kommt der gleiche Effekt zustande, wie bereits im Jahre 1905 Magnus[1]) gelegentlich der Reinigung von Quecksilber durch Destillation beobachtet hat. Auf die Entwicklung der Diffusionsluftpumpen ist dieser Versuch indessen ohne Einfluß und ohne Bedeutung gewesen, weil Magnus erstens den eigentlichen physikalischen Vorgang nicht erkannt und zweitens den beobachteten Effekt nicht zur Herstellung von Pumpen verwendet hat.

[1]) Gehrts, Helios, Fachzeitschrift für Elektrotechnik, Nr. 49, Jahrgang 28, Dez. 1922.

[1]) Magnus, Dissertation München 1905; Chem. Ber. **52** (1919), S. 1194.

Oberhalb eines bestimmten Dampfdruckes versagen die Pumpen Fig. 28 und 29. Die Saugleistungskurve verläuft im Prinzip wie Fig. 9. Nach der Theorie des Verfassers muß die Pumpe versagen, sobald die freie molekulare Weglänge bei *e* klein wird gegenüber der Spaltweite. Crawford dagegen führt zur Erklärung des Versagens der Pumpe oberhalb einer bestimmten Grenze des Druckes folgende ad hoc geschaffene Hypothese ein, die weder durch Experimente noch durch Rechnung gestützt werden kann: Er „glaubt, daß diese Grenze bedingt ist durch die Dichtigkeit des sich ausbreitenden Dampfsaumes, die wahrscheinlich der Dichtigkeit des Strahles proportional ist und daß sie erreicht wird, wenn der mittlere freie Weg der in den Saum eintretenden Gasmoleküle kürzer ist als die ganze Tiefe des Saumes".

Die Pumpen Fig. 28 und 29 geben nach der Theorie des Verf. eine Saugwirkung, wenn die Wände D_1 und E den Rücktritt von Dampf aus dem Dampfstrahl durch den Spalt *e* hindurch zur Kondensationsstelle bei C so ausreichend sperren, daß das Gas des Rezipienten in den aus D_1 austretenden Dampfstrahl hinein diffundieren kann, um von ihm nach B mitgerissen zu werden. Die Sperrung ist ausreichend, wenn der Abstand der Wände D_1 und E am Spalt *e* die freie Weglänge der Gasmoleküle größenordnungsweise nicht überschreitet. Durch Parallelstrahlwirkung dagegen kann kein Hochvakuum erzeugt werden, weil es keinen derartigen Parallelstrahl gibt. Es gibt keine Parallelstrahl-Hochvakuumpumpe. Die Pumpen Fig. 28 und 29 sind Diffusionsluftpumpen.

o) Diffusionsluftpumpe von J. H. Thomson.

Die Diffusionsluftpumpe von J. H. Thomson (Fig. 31) besteht aus einem weiten Rohr AB, an welches bei *e* ein enges Rohr angesetzt ist. C ist mit dem Rezipienten, g mit der Vorpumpe verbunden. Das Ganze ist in ein Wasserbad K gesetzt. Bei m wird das Kühlwasser zugeleitet, bei n abgeleitet. Der bei A entwickelte Dampf wird an der Wand D kondensiert, so daß ein Dampfstrom in der Richtung von A nach B entsteht, der bei F das aus dem seitlichen Rohr hinzu diffundierende Gas nach B mitnimmt. Gehrts[1]) bezeichnet diese Pumpe als „Parallelstrahlpumpe von J. H. Thomson". Er behauptet, durch die Kühlung der unteren Wandung D, unterhalb *e*, werden „die Dampfstrahlmoleküle mit Komponenten senkrecht zur Strahlrichtung ausgeschieden, so daß an der Zuführung zum Rezipienten wesentlich ein Parallelstrahl wirksam ist". Diese Behauptung trifft nicht zu. Selbst wenn die Moleküle des Dampfstrahles bei F zufällig parallele Bahnen haben sollten, so werden dennoch, wie die Fig. 30 zeigt, infolge ihrer gegenseitigen Zusammenstöße Schwärme von Dampfmolekülen gegen die Öffnung *e* und gegen das anzusaugende Gas seitlich aus dem Dampfstrahl ausgestoßen. Wesentlich ist, daß der Diffusionsgegendruck, den diese Schwärme von Dampfmolekülen dem anzusaugenden Gase entgegenstellen, genügend klein ist, um von dem Gase überwunden zu werden. Die Wirkungsweise der Pumpe (Fig. 31) ist genau die gleiche wie die der Diffusionsluftpumpe des Verf. (Fig. 32). Diese Pumpe (Fig. 32) entspricht genau dem ursprünglichen Schema (Fig. 1). Der Dampf wird in Fig. 32 bei A entwickelt und strömt von A nach B zu dem

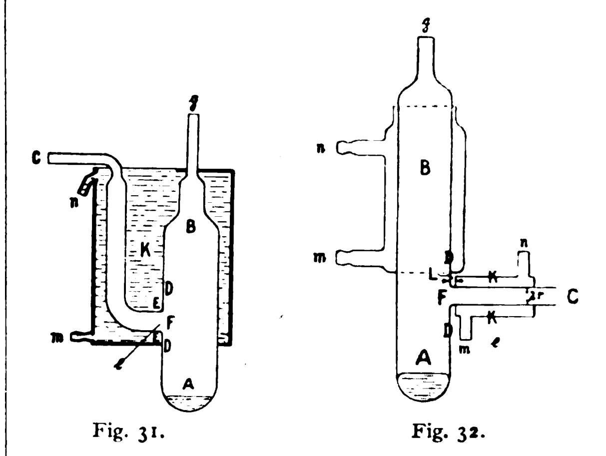


Fig. 31. Fig. 32.

Vorvakuumkühler. Bei g wird eine Vorpumpe angeschlossen. Bei m wird Kühlwasser zugeleitet, bei n abgeleitet. An der Wand D ist ein Rohr mit Kühler K angesetzt und bei C mit dem Rezipienten verbunden. Der Abstand L zwischen Kühler K und Wand D ist möglichst klein gemacht, damit das durch die Öffnung *e* nach F diffundierende Gasvolumen V, wie aus Gleichung (1) hervorgeht, bei der L im Nenner steht, möglichst groß ist. Bei einem Vorvakuum von 0,1 mm gab diese Pumpe ein Hochvakuum und hatte eine Saugleistung von $^1/_5$ Liter per Sekunde. Der Radius des Rohres war $r = 4$ mm. Es bedeutet keine prinzipielle Änderung, wenn, wie bei Fig. 31, der Vorvakuumkühler und Hochvakuumkühler zu einem Kühler vereint sind. Ebenso wie die Pumpe Fig. 32 ist auch die Pumpe Fig. 31 eine Diffusionsluftpumpe.

p) Diffusionsluftpumpe von H. Stintzing.

Die Pumpe von Stintzing[1]) (Fig. 33) ist aus Metall hergestellt. Der bei Q entwickelte Quecksilberdampf erhält in der Düse D_1 eine große Geschwindigkeit und strömt durch den Kanal E

[1]) Gehrts, Helios, Fachzeitschrift für Elektrotechnik. Nr. 49, Jahrg. 28, Dezember 1922, S. 582.

[1]) Stintzing, Zeitschr. f. techn. Physik **3** (1922), S. 373.

in den Raum *B*. Bei *m* wird Kühlwasser zugeleitet, bei *n* abgeleitet. Bei *C* wird der Rezipient, bei *g* die Vorpumpe angeschlossen. Außerdem sind bei *H* eiserne Barometerröhren zur Beobachtung des Dampfdruckes und Regulierung der Heizflamme vorgesehen, die in der vereinfachten Fig. 33 fehlen. Der Stahleinsatz *G* ist auswechselbar und enthält die Bohrung *E* und die Kanäle für den Rückfluß des kondensierten Quecksilbers. Bei *H* fließt das Quecksilber zum Siedegefäß zurück. *e* ist der Diffusionsspalt, durch den das abzusaugende Gas in den Dampfstrom diffundiert, um dann vom Dampfstrom nach *B* mitgerissen zu werden.

Stintzing bezeichnet seine Pumpe als „eine technische Hochvakuum-Quecksilber-Dampfstrahlpumpe". Gehrts[1]) bezeichnet die Stintzingsche Pumpe als Parallelstrahlpumpe uud erklärt die Wirkung durch einen Parallelstrahl. Dagegen ist einzuwenden, daß es nach den Ausführungen im Kap. IVn keinen Parallelstrahl und keine Parallelstrahlpumpe gibt. Infolge des Wärmekontaktes zwischen dem Stahleinsatz *G* und der gekühlten Wand arbeitet die Pumpe Fig. 33 mit einem gekühlten Spalt und entspricht der schematischen Anordnung Fig. 15. Ebenso wie die übrigen Pumpen nach Fig. 15 ist auch die Pumpe Fig. 33 eine Diffusionsluftpumpe mit dem Diffusionsdiaphragma $D_1 E$. Sie arbeitet kombiniert nach dem Diffusionsprinzip und Stauprinzip.

Stintzing stellt in seiner Abhandlung an erster Stelle in der „Zusammenfassung" von seiner Pumpe die Behauptung auf: „Im Gegensatz" zu den Diffusionspumpen vermag sie auch Quecksilberdämpfe abzusaugen". Diese Behauptung ist durch keinerlei Messungen oder Berechnungen gestützt. Im Gegenteil läßt sich leicht durch das Experiment zeigen, daß diese Pumpe ebenso wie alle anderen Diffusionsluftpumpen Quecksilberdämpfe in das Hochvakuum abgibt, und daß man die Dämpfe auf dem Weg vom Diffusionsspalt zum Rezipienten niederschlagen muß, um ein Hochvakuum zu erzielen. Zu diesem Zweck sind in der Pumpe selbst die mit Wasser gekühlten Wände *H* vorgesehen. Ferner ist bei *C* eine mit flüssiger Luft zu kühlende Vorlage anzuschließen.

q) Diffusionsluftpumpe von Brown, Boveri & Co.

Brown, Boveri & Co.[2]) haben eine Pumpe beschrieben, die annähernd den Fig. 31 und 32 entspricht. Sehr sonderbar ist die Erklärung der Wirkungsweise der Pumpe bei Brown-Boveri. Die Tatsache, daß die Weite der Öffnung *e* einen bestimmten Wert nicht überschreiten darf, wird weder auf Diffusionsvorgänge noch auf die freie Weglänge, sondern auf den Nebelgehalt des Quecksilberdampfes in folgender Weise zurückgeführt: „Während der Dampf in der Heizkammer *A* überhitzt, d. h. trocken ist, ist die Absicht, daß er in der Mischkammer (d. i. bei *F*) bereits die Form des Nebels annehmen soll. Es hat sich herausgestellt, daß die beste Mischkammer nur aus einer verhältnismäßig kleinen Fläche (*e*) besteht, in welcher das Vermischen des Quecksilberdampfes und der Luft stattfindet. Außerhalb dieser Fläche (d. i. Querschnitt von *e*) ist das Quecksilber in verdampftem Zustande weniger geeignet, Luft aufzunehmen, weil es entweder noch überhitzt ist, oder bereits zu weit abgekühlt ist, und daher muß der Zutritt der Luft in solch einer Weise bewerkstelligt werden, daß der Mischungsprozeß auf einem möglichst kleinen Raum stattfindet". Des näheren darauf einzugehen, wie diese jeder physikalischen wissenschaftlichen Grundlage entbehrende Erklärungsweise weiter gesponnen wird, würde zu weit führen.

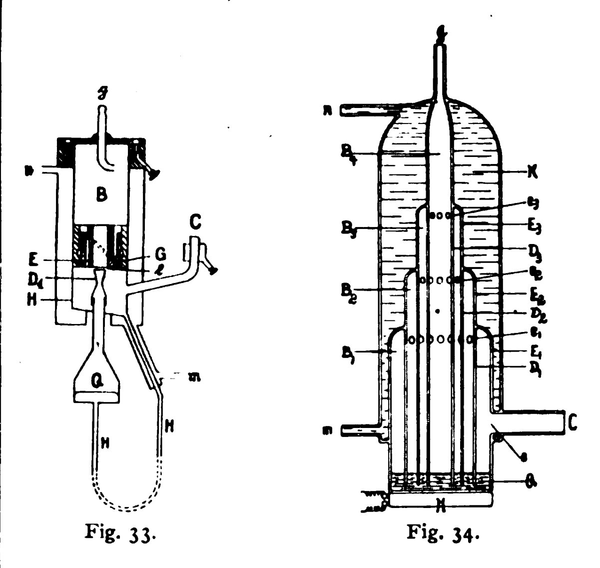


Fig. 33. Fig. 34.

Eine andere Pumpe von Brown-Boveri[1]) ist durch Fig. 34 dargestellt. Der Rezipient wird bei *C*, die Vorpumpe bei *g* angeschlossen. Bei *m* wird das Kühlwasser zugeführt, bei *n* abgeführt. Das Quecksilber *Q* wird durch die elektrische Heizung *H* verdampft. Der Diffusionsvorgang bei *e* ist derselbe wie bei den Pumpen Fig. 31 und Fig. 32. Der Dampf spült die Luft nach oben zur Öffnung e_1 und kondensiert an der gekühlten Fläche E_1. Die Öffnungen e_1 sind so zu bemessen,

[1]) Gehrts, Helios, Fachzeitschrift für Elektrotechnik 28, S. 582, Nr. 49, Dezember 1922.

[2]) Brown, Boveri & Co, Baden, Schweiz, Britische Patentschrift Nr. 165400.

[1]) Brown, Boveri & Co., Baden, Schweiz, Britische Patentschrift Nr. 166521.

daß die Wand D_1 mit den Öffnungen e_1 als Diffusionsdiaphragma wirkt, so daß die Luft durch e_1 in den Dampfstrahl der nächsten Stufe eintreten kann. Der zwischen den Röhren D_1 und D_2 strömende Dampf kondensiert an der Fläche E_2 und führt die Luft von den Öffnungen e_1 nach B_2 und zum nächsten Diffusionsdiaphragma D_2 e_2. Derselbe Vorgang wiederholt sich in der dritten Stufe.

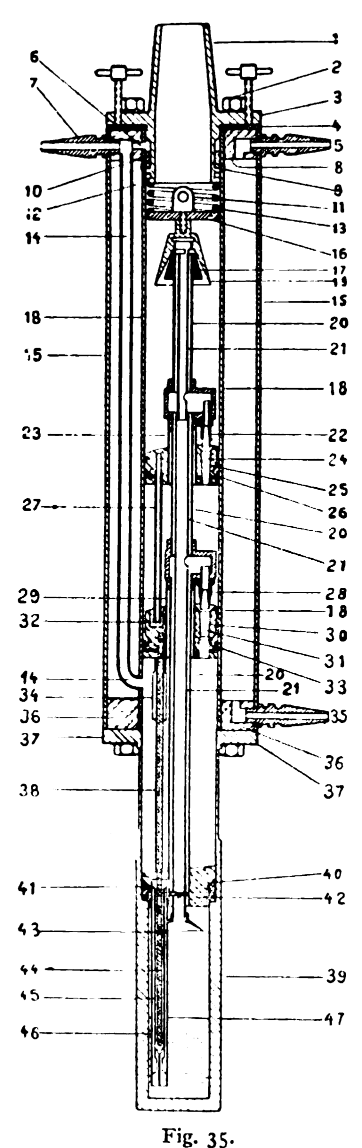


Fig. 35.

Es wird angegeben, daß bei g das Vakuum einer Wasserstrahlpumpe genügt.

r) Diffusionsluftpumpe von Gaede aus Stahl in großer Ausführung (Fig. 35).

Bei der großen Diffusionsluftpumpe (Fig. 35) ist die ursprüngliche Anordnung (Fig. 13) der Pumpe ganz aus Stahl, bestehend aus einem Stahlrohr, das unten erhitzt, oben gekühlt wird, und aus welchem alle Einsätze gleichzeitig herausgenommen werden können, beibehalten. Die Pumpe wird von der Firma E. Leybolds Nachfolger A.-G. in Köln hergestellt.

Das Gehäuse der Diffusionsluftpumpe Fig. 35 ist ebenfalls ganz aus Stahl und besteht aus dem Rohre 18 und dem Mantel 15, welche durch die Flanschen 36 und 8 verbunden sind. In den durch die beiden Röhren gebildeten Hohlraum führen die Schlauchtüllen 35 und 5 zur Zuleitung und Ableitung des Kühlwassers. Ein Rohr 14 führt unten und bei 6 oben in das Rohr 18 und wird durch die Schlauchtülle 7 mit der Vorpumpe verbunden. Das untere zylindrische Gehäuse 39 mit Boden ist aus dem Vollen gebohrt und trägt den Flansch 37. Die Flanschen 36 und 37 sind verkittet und mit Bolzen aneinander geschraubt.

Die inneren Teile der Pumpe bestehen aus den mit Bohrungen versehenen Vollzylindern aus Eisen 25, 30 und 42 und den Dampfdüsen 19, 22 und 28, welche alle an dem gemeinsamen Stahlrohr 20 befestigt sind. Der Stab 11 ist der Handgriff, mittels dessen alle diese inneren Teile zugleich herausgezogen oder hineingesteckt werden. Die inneren Teile sind leicht herauszunehmen, da der Einsatz 42 nicht mit seinem zylindrischen Teil, sondern nur mit dem Konus 40 eingeschliffen ist, so daß er den darunter befindlichen Dampfentwicklungsraum absperrt, und da die Zylinder 25 und 30 zur Absperrung mit den Ledermanschetten 26 und 33 versehen sind. Der Konus des Zylinders 42 wird auf seinen Sitz 40 niedergedrückt durch die Schraubenbolzen 2, die den Flansch 3 mit der dichtenden Gummischeibe 4 auf den Flansch 8 pressen, und die das Rohr 9, auf dem der Flansch 3 festsitzt, auf die Feder 13 drücken. Der Querarm 16 überträgt den Druck der Feder auf die Düse 19, auf das Rohr 20 und auf den Konus 40. Die Feder 13 gibt den thermischen Ausdehnungen des Rohres 20 nach.

Das eigentliche Dampfrohr 21 befindet sich innerhalb des Rohres 20. Der unterste Teil des Gehäuses ist bis 47 mit Quecksilber gefüllt. Der bei 47 entwickelte Quecksilberdampf steigt im Rohr 21 hoch und strömt durch die Düsen 19, 22 und 28 aus. Das am Rohr 20 kondensierte Quecksilber fließt in dem Zwischenraum zwischen den konzentrischen Dampfröhren 20 und 21 zurück, so daß der in 21 hochsteigende Dampf frei von Quecksilbertropfen ist. An der obersten Düse strömt der Dampf zwischen den Wänden 17 und 19 durch den ringförmigen, konisch sich erweiternden Kanal. In der Verlängerung der Düse 22 ist die Bohrung 24 in dem Eisenzylinder 25. Der in der Mitte durchbohrte Eisenzylinder 25 ist mittels des Rohres 23 an dem alle inneren Teile tragenden Rohr 20 befestigt. Das kondensierte Queck-

silber füllt den Zwischenraum zwischen Eisenkörper 25 und Gehäusewandung 18 über der Ledermanschette 26 aus, und fließt durch das Rohr 27 in den Napf 32. Der Raum oberhalb des Eisenzylinders 25 ist von dem darunter befindlichen Raum luftdicht getrennt durch das Rohr 23 und die über der Ledermanschette 26 liegende Quecksilbersäule und das Quecksilber in dem Napf 32. Die über der Ledermanschette 26 ruhende Quecksilbersäule sorgt ferner für guten Wärmekontakt zwischen dem Eisenzylinder 25 und der wassergekühlten Gehäusewand 18. In gleicher Weise steht bei dem Eisenzylinder 30 der Düse 28 die Bohrung 31 gegenüber. Über der Ledermanschette 33 sammelt sich Quecksilber zwischen Eisenzylinder 30 und der Gehäusewand 18 an. Der Eisenkörper 30 ist mittels des Rohres 29 an dem Rohre 20 befestigt. Der Überlauf des Quecksilbers führt in den an dem Eisenkörper 30 angeschraubten Quecksilbernapf 34. Das Quecksilber über der Ledermanschette 33 und in dem Napf 34 und das Befestigungsrohr 29 schließen den Raum über dem Eisenzylinder 30 von dem Raum unter dem Eisenzylinder luftdicht ab. An dem, durch den Quecksilbermantel kühl gehaltenen Eisenkörper 30 ist der Stahldraht 38 befestigt, der zur Kühlung des in dem Rohr 45 befindlichen Quecksilbers dient. Das Rohr 45 ist mit dem konzentrischen Rohr 46 unten dicht verschraubt. An der Einlaufstelle für das Quecksilber bei 41 ist der Abstand zwischen dem inneren Rohr 45 und dem äußeren Rohr 46 so klein, daß alles Quecksilber in das Rohr 45, und kein Quecksilber in den Zwischenraum der Rohre 45 und 46 fließt. Die Wärmeisolation durch doppelte Wandung und Kühlung durch den eintauchenden Stab ist notwendig, weil andernfalls die bis etwa 43 reichende Quecksilbersäule beim Wärmekontakt mit dem das Rohr 46 umspülenden, unter Überdruck stehenden Dampf siedet und hochgeschleudert wird. An den Schliff 1 wird die Hochvakuumapparatur angeschlossen. Der Gummiring 4 dichtet das Vorvakuum gegen die Atmosphäre ab. Das Hochvakuum wird durch die ringförmige Quecksilbersäule 10, welche zwischen dem Rohr 9 und der Gehäusewandung 18 über der Verengung 12 ruht, gegen das Vorvakuum gedichtet.

Die Diffusionsluftpumpe arbeitet in 3 übereinander angeordneten Stufen. Die oberste Stufe wirkt als Hochvakuumpumpe mit sehr großer Saugleistung. Die beiden unteren Stufen wirken als Vorpumpen. Bei der obersten, der Hochvakuumstufe, strömt der Dampf aus einer ringförmigen Düse 19 mit sehr großer Geschwindigkeit an der gekühlten Wand entlang nach unten, entsprechend der schematischen Anordnung Fig. 15. Die oberste Stufe ist vom Verfasser auch in der Ausführungsform Fig. 4 hergestellt, ähnlich wie in Fig. 14 das Diffusionsdiaphragma 7—15 mit Treibdüse 9. Die Saugleistung betrug mehr als 6 Liter per Sekunde für Luft.

Die in Fig. 35 dargestellte Ausführungsform entsprechend der Anordnung Fig. 15 hat infolge des Fortfallens des Dampfrohres D_2 der Fig. 4 erstens den Vorzug der Einfachheit. Zweitens wird bei dieser Anordnung dadurch, daß dem Dampfstrahl mittels der konischen Ringdüse 19 Übermolekulargeschwindigkeit erteilt wird, nach den Ausführungen im Kapitel III h die freie Weglänge der Gasmoleküle im Diffusionsspalt so groß, daß bei Pumpe Fig. 35 der Abstand zwischen dem unteren Rand der Düse 19 und der gekühlten Wandung 18, das ist die Spaltweite, 11 mm betragen durfte. Der großen Spaltweite entspricht ein großer Weit für den Querschnitt q der Diffusionsöffnung in Gleichung (8). Die große Geschwindigkeit des Dampfstrahles hat nach den Ausführungen im Kapitel III e einen großen Wert für seine spezifische Aufnahmefähigkeit k in Gleichung (8) zur Folge. Da schließlich noch die große freie Weglänge im Diffusionsspalt, wie im Kapitel III a gezeigt ist, zu einem großen Wert für die Konstante a führt, so ist bei dieser Anordnung nach Gleibhung (8) ein besonders großer Wert für die Sauggeschwindigkeit S zu erwarten. Die unten mitgeteilten Messungen bestätigen diese Erwartungen.

Bei der untersten Stufe wird der Dampf in der konischen Treibdüse 28 beschleunigt. Am Ende der konischen Düse hat der Dampfstrahl die größte Geschwindigkeit und den kleinsten Dampfdruck. In der Staudüse 31 steigt der Druck im Dampfstrahl wieder an bis zum Vorvakuumdruck auf Kosten der Geschwindigkeit des Dampfstrahles. Betrug das Vorvakuum 20 mm, dann stellte sich an der Eintrittsstelle des Dampfstrahles in die Staudüse, also am Spalt, ein Druckminimum von rund 1 mm ein. Da die freie Weglänge bei 1 mm Druck klein ist gegen die 2—3 mm betragende Spaltbreite, kann diese Vorrichtung nicht als Diffusionsluftpumpe wirken. Die Luft kann nicht durch Diffusion in den Dampfstrahl eindringen. Die Bewegung der Luft folgt nicht dem Gefälle der Partialdrucke, sondern dem Gefälle der Totaldrucke. Der Luftdruck sinkt somit nicht unter das 1 mm betragende Dampfdruckminimum. 1 mm ist das Grenzvakuum. Solange der Luftdruck größer ist als 1 mm, strömt die Luft zu der Stelle des Druckminimums an den Spalt, vermischt sich mechanisch mit dem Dampfstrahl und wird in der Staudüse komprimiert und dem Vorvakuum zugeführt. Die unterste Stufe wirkt in dieser Weise als Dampfejektor oder Dampfstrahlpumpe.

Die zweite Stufe der Diffusionsluftpumpe aus Stahl arbeitet wie die unterste Stufe als Dampf-



strahlpumpe, so lange der Dampfdruck in dem Spalt zwischen der Treibdüse *22* und der Staudüse *24* so groß ist, daß die freie Weglänge klein ist im Vergleich zur Spaltweite. Sinkt der Luftdruck zwischen den beiden unteren Stufen, zwischen den Eisenkörpern *25* und *30*, auf 5 mm und noch weniger, so wird das Druckminimum am Spalt so klein und die freie Weglänge so groß, daß die Breite des Spaltes die freie Weglänge nicht mehr größenordnungsweise überschreitet. Treib- und Staudüse werden ein Diffusionsdiaphragma. Die Luft dringt in den Dampfstrahl ein, nicht mehr infolge mechanischer Mischung, sondern durch Diffusion. Der Saugvorgang ist nicht beendet, wenn der Luftdruck gleich dem Dampfdruckminimum am Spalt geworden ist. Die Bewegung der Luft folgt nunmehr dem Partialdruckgefälle, und da der Dampfstrahl am Spalt zwar nicht vollständig, aber weitgehend luftfrei ist, sinkt der Luftdruck tief unter das Dampfdruckminimum am Spalt. Der zweifachen Arbeitsweise der mittleren Stufe, zuerst als Dampfstrahlpumpe, dann als Diffusionsluftpumpe, ist die Spaltweite so angepaßt, daß alle drei Stufen zusammen eine möglichst gute Saugleistung bei den verschiedenen Drucken geben.

Die sehr große Sauggeschwindigkeit wurde bei dieser Pumpe nach einem ähnlichen Verfahren gemessen, wie Crawford[1]) beschrieben hat: Durch ein Ventil wird dauernd so viel Luft in die Pumpe eingelassen, daß ein bestimmter Druck in der Pumpe aufrechterhalten bleibt. Das Volumen der eingelassenen Luft ist bekannt, indem diese bei Atmosphärendruck aus einem kalibrierten, durch Alkohol abgesperrten Glasröhrchen entnommen wird. Dies Verfahren hat den Vorteil, daß beliebig große Sauggeschwindigkeiten gemessen werden können. Wurde die Luft oberhalb der Düse *19* etwa bei *16* eingeleitet, so erhielt Verf. bei 0,0001 mm Druck eine Saugleistung von 60 Liter per Sekunde für Luft und etwa 100 Liter per Sekunde für Wasserstoff, bei einem Vorvakuum von 20 mm Quecksilbersäule. Dies sind die größten Sauggeschwindigkeiten, die bisher bei Hochvakuumpumpen erreicht wurden. Wurde die Luft dicht oberhalb des Schliffes *1* zugeleitet, so wurde durch den Einfluß der Rohrleitung von *1* bis *16* die Saugleistung so stark reduziert, daß sie nur noch etwa 15 Liter per Sekunde betrug. Ein Vergleich der Saugleistung 60 Liter per Sekunde mit der nach Gleichung (8) zu erwartenden Saugleistung gibt für das Produkt $k\alpha$ den Wert $k\alpha = 0{,}4$ bei Luft. Der Maximalwert $k\alpha = 1$ ist naturgemäß nie erreichbar.

[1]) Crawford, Physical Review X, No. 3, November 1912.

V. Zusammenfassung.

Die vielen Ausführungsformen der beschriebenen Diffusionsluftpumpen zeigen, daß die äußere Form eine untergeordnete Rolle spielt, wenn nur das Diffusionsprinzip gewahrt ist. Vor Erfindung des Diffusionsprinzips verwendete man den Dampf als Treibmittel bei Luftpumpen nur zur Erzeugung eines begrenzten Vakuums oder geringer Unterdrucke. Derartige Pumpen werden als Dampfstrahlpumpen, Ejektoren oder Injektoren bezeichnet und arbeiten nach dem Stauprinzip. Der Dampf tritt aus einer Düse, der Treibdüse, mit großer Geschwindigkeit aus, kommt mit der abzusaugenden Luft in Berührung, stürzt samt der mitgerissenen Luft in eine zweite Düse, die Staudüse und wird hier gestaut. Je größer die Wucht ist, mit der der Dampf in diese zweite Düse stürzt, desto größer ist die Stauung und die Kompression des Dampfes einschließlich der mitgerissenen Luft, desto besser ist der erzeugte Unterdruck. Ein Hochvakuum ist indessen nach dem Stauprinzip unerreichbar, selbst wenn noch so viel Dampfstrahlpumpen hintereinander geschaltet werden. Der Grund liegt darin, daß die Dampfstrahlpumpe versagt, sobald der Druck der Luft kleiner wird, als der Druck des Dampfes, an der Stelle, an der die Luft mitgerissen werden soll; denn infolge des Überdrucks des bewegten Dampfes gegen die Umgebung dehnt sich der Dampf aus, und die äußeren Dampfteilchen des Dampfstrahles werden nach allen Richtungen ausgestoßen. Diese Dampfteilchen drängen dabei die verdünnte Luft zurück. Infolgedessen umspült die Luft nicht mehr den Dampfstrahl und kann auch nicht mehr vom Dampfstrahl mitgerissen werden. Die Dampfstrahlpumpen geben aus diesem Grunde kein Hochvakuum.

Aus der Dampfstrahlpumpe wird eine Diffusionsluftpumpe, wenn die Luft nicht mehr zurückgedrängt wird, sondern durch den Dampf hindurch zum Dampfstrahl diffundieren kann. Dieser Diffusionsvorgang setzt dann ein, wenn der Dampfdruck an der Eintrittsstelle der Luft in den Dampfstrahl unter einen gewissen Schwellenwert herabgesetzt wird, der bestimmt ist durch die Weite der Eintrittsöffnung. Praktisch wird dies erreicht, indem man die Diffusionsluftpumpe mit einer Vorpumpe kombiniert und Quecksilberdampf als Treibmittel verwendet, dessen Dampfdruck bei Zimmertemperatur sehr klein ist. Der Diffusionsvorgang läuft unaufhaltsam weiter, auch wenn der Luftdruck im Rezipienten noch so klein wird im Vergleich zum Druck des Dampfes an der Stelle, an der die Luft mitgerissen werden soll, so daß auch die letzten Luftreste vom Dampf fortgespült werden. Werden ferner auf dem Wege zum Rezipienten die Dämpfe ausgefroren, so erhält man nach dem Diffusionsprinzip bedeutend höhere

Vakua, als mit den früher bekannten Systemen von Hochvakuumpumpen erreicht werden konnten. Die große Geschwindigkeit, mit der die Gase und Dämpfe im Vakuum diffundieren, hat zur Folge, daß die Diffusionsluftpumpen sich durch eine sehr große Sauggeschwindigkeit auszeichnen.

Das alte Stauprinzip und das neue vom Verfasser gefundene Diffusionsprinzip bestehen unabhängig nebeneinander. Eine Diffusionsluftpumpe arbeitet nach dem Diffusionsprinzip allein, wenn der schnell bewegte Dampf nach Aufnahme der Luft nicht gestaut wird und infolgedessen der Dampfdruck nicht steigt. In diesem Falle gibt die Diffusionsluftpumpe ein theoretisch unbegrenzt hohes Vakuum. Da die Diffusionsluftpumpe stets gegen eine Vorpumpe arbeitet, unterstützt man zweckmäßig die Vorpumpe, indem man den schnell bewegten Dampf nach Aufnahme der Luft staut und damit den Druck steigen läßt, wie in einer Dampfstrahlpumpe. Dadurch vereint man das Diffusionsprinzip mit dem Stauprinzip. Das Stauprinzip hat indessen hier nur die untergeordnete Bedeutung einer weiteren Vorpumpe. Um die Erzeugung des notwendigen Vorvakuums noch weiter zu erleichtern, und mit möglichst wohlfeilen Vorpumpen auszukommen, werden bei manchen Diffusionspumpen noch weitere Stufen von kombinierten Diffusions- und Dampfstrahlpumpen der eigentlichen Diffusionspumpe vorgeschaltet. Das hohe Vakuum wird indessen nur durch die nach dem Diffusionsprinzip arbeitende erste Stufe erzeugt. Da nicht das hinzugenommene Stauprinzip, sondern nur das Diffusionsprinzip die Pumpen zu Hochvakuumpumpen macht, werden diese Pumpen als „Diffusionsluftpumpen" bezeichnet.

Physikalisches Institut der technischen Hochschule Karlsruhe.

(Eingegangen am 15. August 1923.)

Originalmitteilungen.

Das magnetische Feld der verschiedenen Spulenformen.[1])

Von A. Salb.

In der Hochfrequenztechnik, wo die Koppelung von zwei Kreisen im allgemeinen durch eisenfreie Spulen bewerkstelligt wird, interessiert das magnetische Feld der verschiedenen Spulentypen hauptsächlich aus zwei Gründen: Für Koppelungsvariometer besteht das Bedürfnis nach einer Spulenform, deren Feldstärke in der Richtung der Achse möglichst linear abnimmt, und in allen Fällen, bei denen unerwünschte Koppelungen ausgeschlossen werden sollen, interessiert die Frage, welche Spulenformen in einer oder mehreren Richtungen ein möglichst geringes Streufeld liefern. Die bisherigen Untersuchungen reichen längst nicht aus, um eine Übersicht über das Feld von Spulen zu geben.[2]) Ich habe deshalb auf Anregung von Herrn Professor Dr. J. Zenneck das Feld der wichtigsten Spulentypen experimentell untersucht und habe

1. die Richtung des Feldes an den verschiedenen Stellen einer die Spulenachse enthaltenden Ebene durch Kraftlinienbilder festgelegt,

2. die Feldstärke an den verschiedenen Punkten derselben Ebene durch Linien gleicher Feldintensität angegeben und

3. für verschiedene Spulenformen und Spulenkombinationen die Feldstärkenabnahme längs ausgezeichneter Richtungen (bei Zylinder- und Flachspulen längs der Achse und längs eines Radius in der mittelsten Windungsebene, der „Äquatorebene") durch vergleichende Kurven dargestellt.

A. Prinzip der Messung.

a) Die Richtung des Feldes an einer beliebigen Stelle einer — bei meiner Anordnung horizontalen — durch die Achse der zu untersuchenden Zylinder- oder Flachspule gehenden Ebene wurde bestimmt, indem die Richtung der Windungsfläche einer kleinen Prüfspule gesucht wurde, bei der in dieser Prüfspule keine E.M.K. induziert wurden, wenn ein die zu untersuchende Spule durchfließender Strom ein- oder ausgeschaltet wurde.

b) Dreht man die Prüfspule aus der nach a) gefundenen Lage um 90 Grad um eine — bei meiner Anordnung vertikale — Mittelsenkrechte zur Prüfspulenachse, so wird die in der Sekundärspule induzierte E.M.K. ein Maximum und gibt ein Maß für die Größe der Feldstärke am Orte der Prüfspule.

[1]) Auszug aus der Dissertation der Technischen Hochschule München, eingereicht am 14. März 1922. — Bezüglich aller Einzelheiten sei auf diese Dissertation verwiesen.

[2]) An praktisch verwertbarer Literatur fand ich nur eine Dissertation von K. Bartz, Aachen 1908, der die Feldverteilung im Innern verschiedener Spulenformen untersucht, und eine Arbeit von H. A. Campbell, Phil. Mag. **15** (1908), S. 155, der (im Anhang) die gegenseitige Induktion zweier gleicher paralleler, aber nicht koaxialer Spulen in ihrer Abhängigkeit von Achsenabstand und Entfernung ihrer Mittelebenen untersucht. Über die wohl zahlreichen, aber immer nur besondere gegenseitige Lagen der induzierenden Spulen berücksichtigenden Formeln zur Berechnung gegenseitiger Induktionen vgl. die fortlaufend erscheinenden Berichte in den Bull. Bur. of Stand. von Cohen, Rosa und Grover.

Bei den am Schlusse untersuchten Rendahlspulen wurde das Verfahren sinngemäß abgeändert.

B. Empfindlichkeit der Messung.

Zur Erhöhung der Empfindlichkeit der Methode wurde der Strom in der Spule durch einen rotierenden Schalter periodisch ein- und ausgeschaltet. Die hierdurch in der Prüfspule induzierten Stromimpulse passierten einen mit diesem Schalter auf gleicher Achse sitzenden Kommutator, der dieselben immer in gleicher Richtung durch ein empfindliches Drehspulengalvanometer leitete. Letzteres Instrument wurde auf diese Weise von einem intermittierenden Gleichstrom durchflossen, dessen Verschwinden die Parallelität der Prüfspulenwindungen mit der Feldrichtung, dessen Stärke nach Einstellen der Prüfspulenwindungen senkrecht zur Feldrichtung ein Maß für die Feldstärke abgab.

C. Nullmethode.

Um bei der Bestimmung der Feldstärke von verschiedenen Fehlerquellen, insbesondere von Schwankungen der Tourenzahl des Unterbrechers unabhängig zu werden, bildete ich die Messung zu einem Nullverfahren aus, dessen Prinzip aus

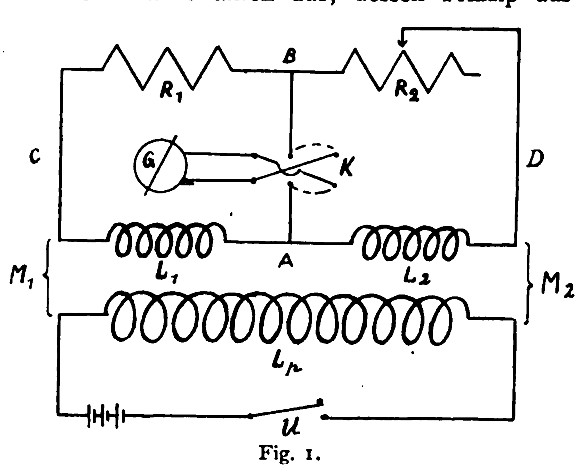


Fig. 1.

Fig. 1 ersichtlich ist. (Vgl. Maxwell, Elektr. and Magn. 2, § 755.) Es sei L_p die zu untersuchende Spule, die im folgenden auch als „Primärspule" bezeichnet wird, L_1 und L_2 seien zwei von dieser induzierte Prüfspulen, von denen sich die erstere an der zu untersuchenden Feldstelle, die letztere sich an einem Bezugspunkt befinde; es sei R_1 der feste Gesamtwiderstand des Stromzweiges ACB. Wird nun der variable Gesamtwiderstand R_2 des Zweiges ADB so eingestellt, daß beim Ein- und Ausschalten des Primärstromes durch den rotierenden Unterbrecher U unter Verwendung der oben beschriebenen Anordnung des Kummutators K kein Strom durch das Galvanometer G fließt, so verhalten sich R_1 und R_2 wie die gegenseitigen Koppelungskoeffizienten M_1 und M_2 oder bei gleichen Dimensionen der Prüfspulen wie die Feldstärken an den Stellen der beiden Prüfspulen.

Das Verhältnis dieser beiden Feldstärken, wie es sich aus diesen Messungen ergibt, ist im folgenden mit h bezeichnet. Genauer ausgedrückt ist h das Verhältnis der über das Innere der zwei Prüfspulen genommenen Mittelwerte der Feldstärken und zwar ist h immer in Promille des Mittelwertes angegeben, der über das Innere der am Bezugspunkt sitzenden Prüfspule L_2 genommen ist.

D. Ausführung.

Bei der Durchführung der Messung war durch einen Umschalter dafür gesorgt, daß die Bestimmung der Feldrichtung und die der Feldstärke mit demselben Spiegelgalvanometer rasch nach einander ausgeführt werden konnten. Soweit im folgenden nichts anderes erwähnt wird, diente als Bezugspunkt immer die Mitte der zu untersuchenden Spule. Die Achse der zu untersuchenden Spule lag stets horizontal und konnte um eine durch die Spulenmitte gehende Vertikale gedreht werden. Die Achsen der Prüfspulen L_1 und L_2 lagen in der durch die Primärspulenachse gehenden Horizontalebene und zwar saß Prüfspule L_2 — wie erwähnt — mit ihrem Mittelpunkt in der Mitte der zu untersuchenden Spule und koaxial zu dieser, während sich Prüfspule L_1 mit ihrem Mittelpunkt im variablen Abstande a von der Primärspulenmitte befand und um eine durch ihre Mitte gehende Vertikale drehbar war. (Vgl. Fig. 2.)

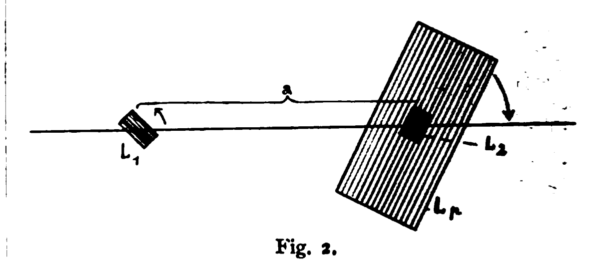


Fig. 2.

Auf diese Weise war es möglich, mit Hilfe der Prüfspule L_1 das Feld an jeder beliebigen Stelle dieser Horizontalebene zu untersuchen.

Da die Dimensionen der Prüfspulen nicht gleich waren, ergab sich die Größe h als Produkt aus dem nach C gefundenen Verhältnis $R_1 : R_2$ und dem Verhältnis $w_2 : w_1$ der Windungsflächen beider Prüfspulen. Das letztere Verhältnis wurde experimentell in einem praktisch homogenen Feld mit ballistischem Galvanometer bestimmt.

Die Prüfspulen waren so dimensioniert, daß die bei bester Ausnützung der Apparatur in ihnen induzierten E.M.K. ausreichten, daß Verhältnis h mindestens auf einige Prozent genau zu messen. Zur Bewicklung diente für sie doppelt baumwollumsponnener Kupferdraht von 0,20 mm Kupfer-

und 0,36 mm Gesamtdurchmesser. Die Einzelheiten der Dimensionen sind aus folgender Übersicht zu erkennen:

Prüfspule	I	II	III	IV
Windungszahl N	55	55	100	480
Mittlerer Durchmesser (mm)	14,7	14,7	22,8	47,5
Axiale Bewicklungsbreite (mm)	3,1	3,1	5,0	10,0
Radiale Bewicklungsbreite (mm)	2,7	2,7	2,9	8,7
Eigenwiderstand (Ohm)	2	2	4,7	40
Selbstinduktion (cm)	$8{,}10^4$	$8{,}10^4$	$3{,}10^5$	$13{,}10^6$

Als Prüfspule L_2 in der Mitte der Primärspule wurde immer Prüfspule I verwendet. Zum Abtasten des Feldes genügte meist die ihr fast völlig gleiche Prüfspule II und zwar im allgemeinen bis herab zu Werten von $h = 40$. Die sich daran anschließenden Zonen schwächerer Feldstärken wurden mit den größeren Prüfspulen III und IV vermessen. Über die durch die Verwendung verschiedener Prüfspulen möglicherweise auftretenden Fehler siehe unten!

E. Fehlerquellen.

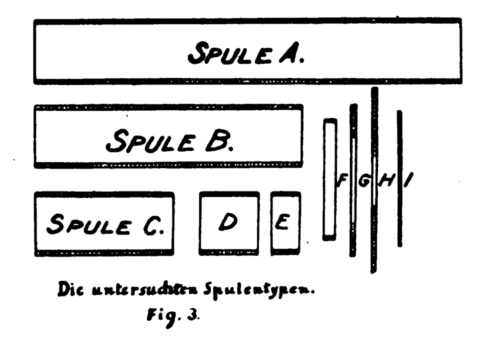
1. Voraussetzung der skizzierten Methode ist, daß eine Änderung der Stellung des Schalters bzw. des Kommutators jeweils erst erfolgt, wenn der durch die vorhergehende Kontaktänderung am Schalter U im Sekundärkreis (in den Prüfspulen) induzierte Stromimpuls vollkommen abgelaufen ist. Ein Kriterium dafür, ob diese Voraussetzung erfüllt ist, liefert die Abhängigkeit des Galvanometerstromes von der Drehzahl des Unterbrechers. Solange nämlich diese Bedingung erfüllt ist, muß der Ausschlag des durch den Kommutator direkt mit der Prüfspule verbundenen Galvanometers proportional der Tourenzahl des Unterbrechers sein. Dies wurde durch Änderung der Tourenzahl des Unterbrechers im Gebiete der Drehzahlen, mit denen gearbeitet wurde, sicher gestellt.

2. Durch das Schleifen der Bürsten am rotierenden Kommutator entstanden unvermeidliche Temperaturerhöhungen, die zu störenden Thermoströmen Anlaß gaben. Es gelang nach sehr zeitraubenden Versuchen diese äußerst unangenehme Fehlerquelle dadurch praktisch völlig zu vermeiden, daß das Material für die Sektoren des rotierenden Kommutators und die Schleifklötze aufs sorgfältigste ausgesucht und die schleifenden Flächen sehr gut aufeinander eingeschliffen wurden.

3. Der über die Windungsfläche einer Prüfspule genommene Mittelwert der Feldstärke fällt einerseits natürlich um so genauer mit der Feldstärke im Mittelpunkt der Prüfspule zusammen, je kleiner die Windungsfläche der Prüfspule ist. Durch Verwendung sehr kleiner Prüfspulen wird aber die Empfindlichkeit der Messung sehr eingeschränkt. Es war daher nötig, in größerem Abstand von der zu untersuchenden Spule Prüfspulen von größerer Windungsfläche zu verwenden als in der Nähe. Andrerseits ist in größerer Entfernung die örtliche Variation der Feldstärke wesentlich kleiner als in der Nähe. Zur Kontrolle, daß durch die Verwendung verschieden großer Prüfspulen keine erheblichen Fehler entstanden, wurde in einem Gebiet, in dem die kleinste Prüfspule eben noch hinreichend genaue Werte gab, das Feld verschiedener Spulen mit den großen und kleinen Prüfspulen gemessen. Die gefundenen Unterschiede waren so gering, daß sie in den folgenden reproduzierten Figuren kaum zum Ausdruck gebracht werden könnten.

F. Die Ergebnisse.

Die Formen der untersuchten Zylinder- und Flachspulen sind in Fig. 3 schematisch dargestellt. Die Spulen waren einlagig mit 0,5 mm starkem Kupferdraht (Durchmesser mit Isolation 0,7 mm) bewickelt.



Die untersuchten Spulentypen.
Fig. 3.

1. Zylinderspulen: Die Dimensionen derselben waren im einzelnen folgende:

	Durchmesser d	Länge l	d/l	l/d
Spule A	66,0 mm	482 mm	0,137	7,31
Spule B	50,8 „	252 „	0,203	4,93
Spule C	65,7 „	161 „	0,424	2,46
Spule D	78,9 „	78,8 „	1,00	1,00
Spule E	90 „	41 „	2,2	0,45
Spule F	100 „	9,9 „	11	0,099

Bemerkung zu Spule D: Für $d/l = 0{,}9$ erreicht nach Bartz l. c. der „mittlere Streufluß", d. i. die Differenz zwischen dem über das ganze Spuleninnere genommenen Mittelwert der Feldstärke und der für die Spulenmitte berechneten Feldstärke, sein Maximum.

Bemerkung zu Spule E: Diese Spulenform hat sehr annähernd diejenigen Dimensionen, die nach Esau[1]) bei Spulen gleicher Drahtlänge maximale Selbstinduktion liefern.

[1]) A. Esau, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 5 (1912), S. 378; vgl. auch A. Meissner, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 3 (1910), S. 57.

Der allgemeine Verlauf des Feldes ist für die Spulen B, D, E und F in den Figg. 4 bis 7 wiedergegeben. Die gestrichelten Linien geben die Rich-

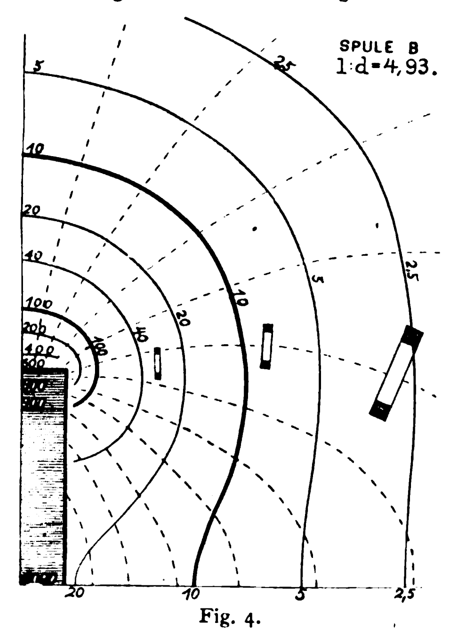


Fig. 4.

tung des Feldes an, die ausgezogenen Linien verbinden Punkte gleicher Feldstärke. Die den letzteren Linien beigeschriebenen Zahlen geben

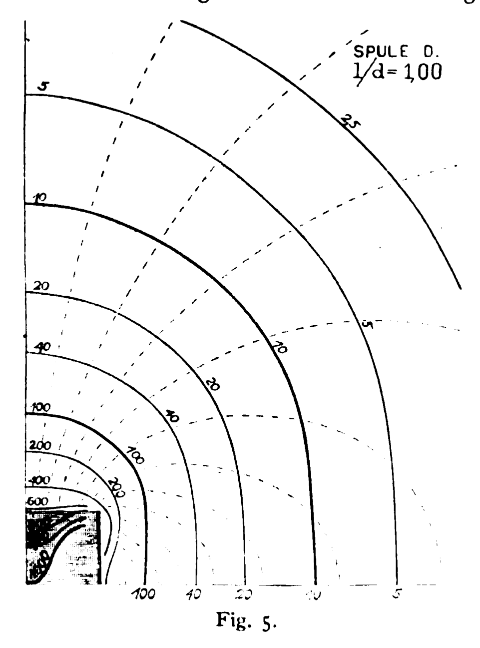


Fig. 5.

die weiter oben definierten längs dieser Linien herrschenden Feldstärkenverhältnisse h an. Fig. 8 zeigt die Abnahme der Feldstärke längs der Achse. Hier ist als Abszisse l' der Quotient aus dem Abstand a der Feldstelle vom Spulenmittelpunkt und aus der halben Spulenlänge aufgetragen. Abszisse 1,0 entspricht also dem Ende der Spulen. Die verschiedenen Kurven beziehen sich auf verschiedene Werte des Verhältnisses d/l. Ein Vergleich der Kurven gibt also ein Bild davon, wie das Feld in der Achse gleichlanger Spulen vom

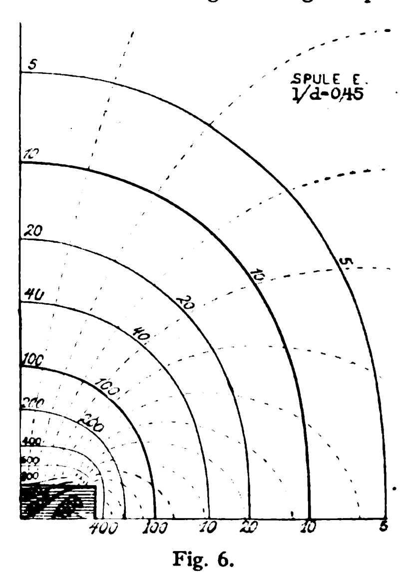


Fig. 6.

Durchmesser abhängt. Aus der Figur geht hervor, wie rasch das äußere Feld bei engen Spulen abnimmt ($d/l = 0{,}14$; $0{,}20$; $0{,}42$), wie langsam dagegen bei Spulen mit großem Durchmesser ($d/l = 11$). Für variable Koppelungen sind Formen

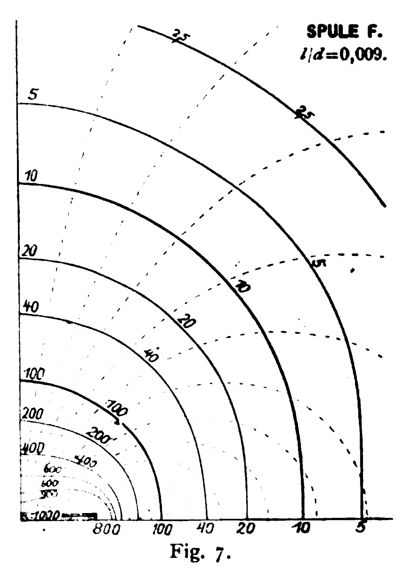
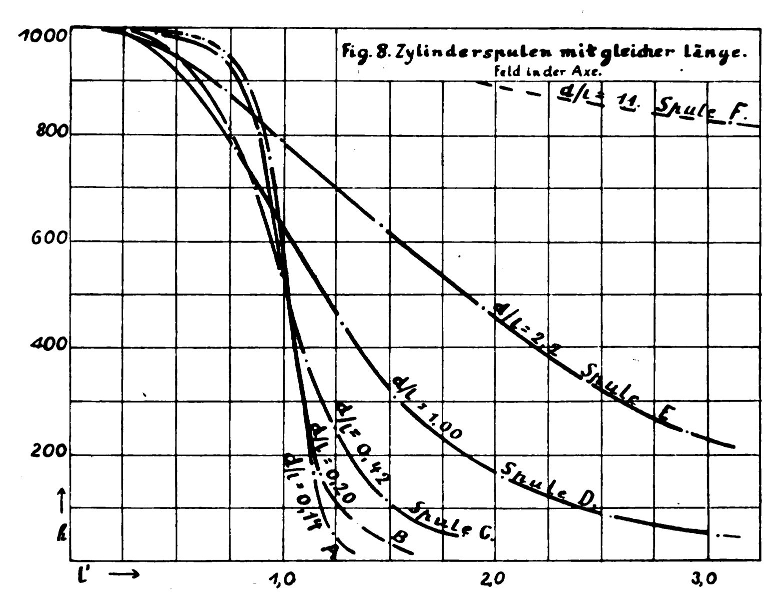


Fig. 7.

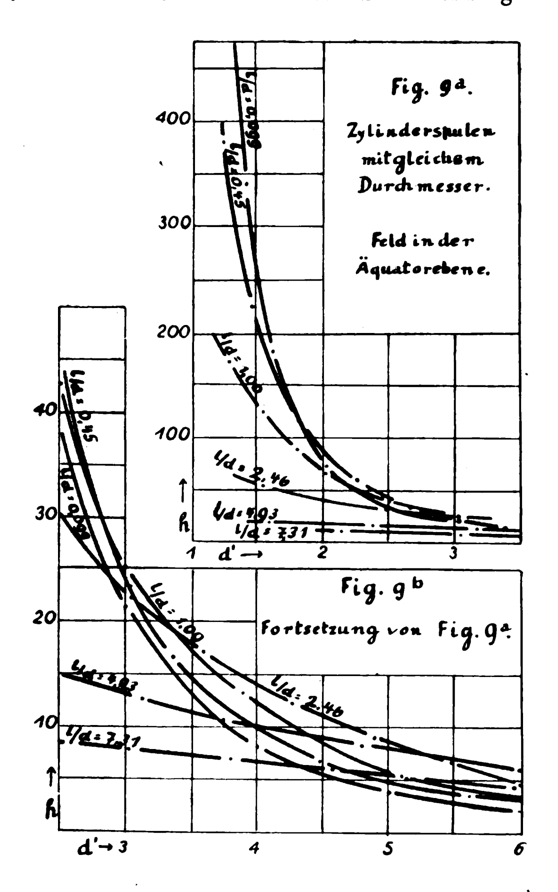
günstig, für die — wie bei Spule E — die Größe $d/l > 2$, weil bei diesen die Feldstärke auf eine ziemlich weite Strecke nahezu linear mit der Entfernung abnimmt. (Eine weitere Eigenart der Spule E ist schon oben erwähnt.)

Das Feld in der Äquatorebene zeigen die



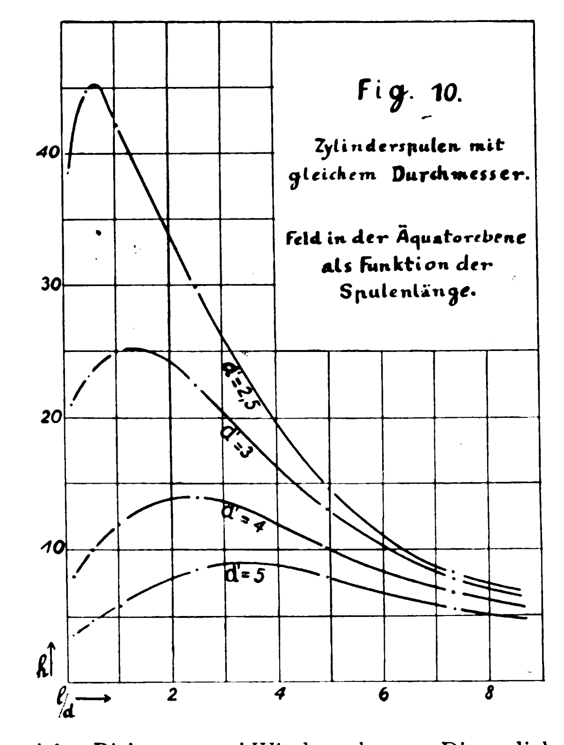
die kürzesten Spulen das stärkste Feld haben. Mit wachsender Entfernung verschieben sich diese Verhältnisse und kehren sich in großer Entfernung um. Es existiert für jede relative Entfernung d' eine bestimmte Spulenform l/d, die an der betreffenden Stelle das relativ stärkste Feld liefert; und zwar muß das Verhältnis der Länge zum Durchmesser um so größer sein, je weiter der relative Abstand d' ist, in dem ein möglichst starkes Feld erzeugt werden soll. Die Verhältnisse sind nochmals dargestellt in Fig. 10, in der für verschiedene relative Abstände d' die Abhängigkeit des Feldes von der Spulenform, d. h. von der Größe l/d aufgetragen ist. Unter der Annahme, daß an einer bestimmten Stelle der Äquatorebene die Feldstärke nur einen eben noch zulässigen Höchstwert haben darf, findet man aus dieser Fig. 10 unter Umständen zwei Spulenformen, die dieser Bedingung genügen, so daß man eventuell noch eine Bedingung für das Feld in der Achse stellen kann.

Figg. 9a und b, die sich auf Spulen mit gleichem Durchmesser, aber verschiedener Länge beziehen; d. h. als Abszissen d' sind hier die Entfernungen a



dividiert durch den Spulenradius aufgetragen. Es folgt aus diesen Figuren, daß in nächster Nähe der Spulen die längsten Spulen das schwächste,

2. Flachspulen: Die untersuchten kreisrunden Flachspulen (Fig. 3, G, H, I) besaßen in



axialer Richtung zwei Windungslagen. Die radialen Dimensionen sind aus folgender Übersicht zu erkennen:



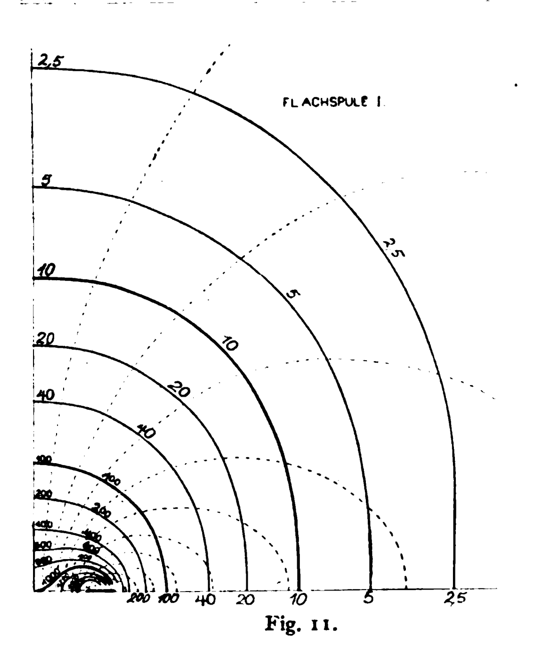


Fig. 11.

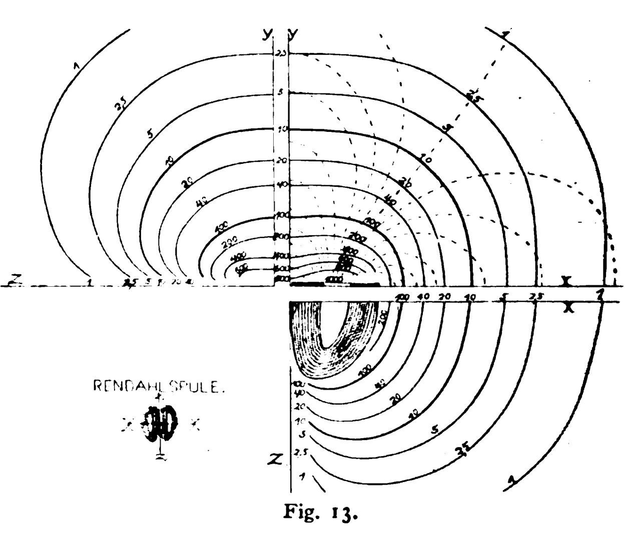
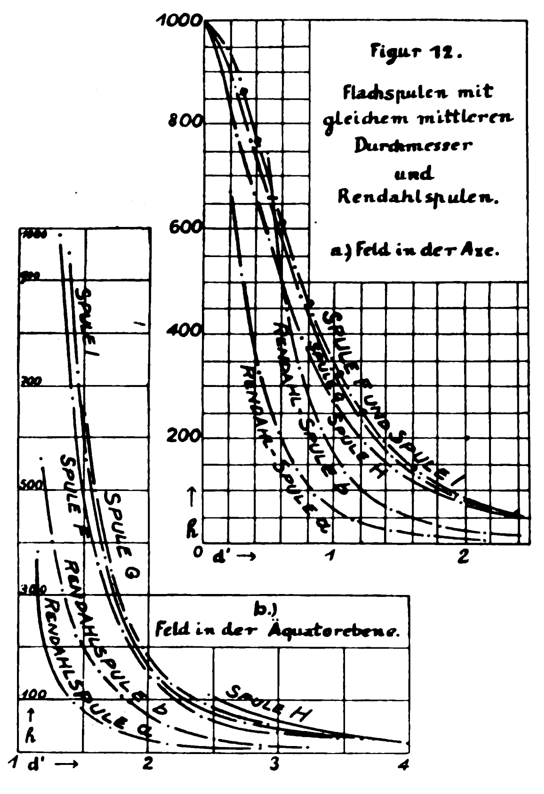


Fig. 13.



	Innerer Durchmesser	Äußerer Durchmesser
Flachspule G	58,6 mm	106,3 mm
Flachspule H	32,4 „	130,5 „
Flachspule I	121 „	170 „

Den allgemeinen Verlauf des Feldes einer Flachspule zeigt Fig. 11, die das Feld der Flachspule I wiedergibt. Das Feld der übrigen Flachspulen besitzt merklich denselben Charakter (vgl. Diss.). Man sieht, wie das Feld nach allen Richtungen in fast gleicher Weise abnimmt. In der Fig. 12 ist das Feld der Flachspulen G, H und I längs der Achse und längs eines Radius in der Äquatorebene in Abhängigkeit von der Entfernung relativ zum mittleren Spulenradius aufgetragen ($d' = 2\,a/d_m$). Ein Blick auf die Kurven zeigt, daß das Feld der Flachspulen schon in geringer Entfernung wesentlich nur von dem mittleren Durchmesser der Spulen abhängt. Der bei den einzelnen Spulen sehr verschieden große bewickelte Raum hat auf das Feld fast keinen Einfluß.

3. Rendahlspulen: Von besonderem Interesse ist noch das Feld der in der Hochfrequenztechnik häufig gebrauchten Rendahlschen Spulenanordnung. Es wurden daher auch zwei solche Spulenanordnungen untersucht. Die Dimensionen derselben waren folgende:

Rendahlspule a: Die beiden Einzelspulen hatten die gebräuchliche nierenförmige Gestalt. Genauer ist die Form aus Fig. 13 ersichtlich. Für die mittleren Windungen betrug der Durchmesser in der X-Achse (vgl. Fig. 13) bei den Einzelspulen 4,8 cm, bei der Kombination 12,0 cm. Der Durchmesser der mittleren Windung in der Z-Richtung betrug 10,0 cm, die Bewickelungsbreite 2,0 cm, die Dicke der Spule (Y-Richtung) 0,4 cm.

Rendahlspule b: Diese Anordnung bestand aus zwei einlagig bewickelten Spulen von fast genau halbzylindrischer Form. Radius der Halbzylinder: 57 mm, Achsenlänge der Halbzylinder: 36 mm.

Als Bezugspunkt für die Größe h diente bei beiden Anordnungen die Mitte der einen Einzelspule. Für die flachere Anordnung a wurde das Feld in den drei zueinander senkrechten Koordinatenebenen, für die Anordnung b nur längs der X- und der Y-Achse gemessen. Als XZ-Ebene

sei dabei die Ebene der mittleren Windungsfläche bezeichnet (Fig. 13). Von den Koordinatenebenen ist die XY-Ebene die einzige, in der Kraftlinien verlaufen. Die XZ- und die YZ-Ebene werden von den Kraftlinien senkrecht durchstoßen.

Fig. 13 zeigt das Feld der Spulenanordnung *a*, deren äußere Begrenzung hier in denselben Dimensionen erscheint wie die der Flachspule *I* in Fig. 11. Aus der Fig. 13 und aus den Fig. 12, in denen das Feld der Rendahlspulen mit dem der Flachspulen verglichen ist, geht hervor, daß diese Rendahlspulen in allen ausgezeichneten und damit auch in allen anderen Symmetrieebenen ein ganz besonders rasch abnehmendes Feld besitzen; so ist für die Anordnung *a* in der XY-Ebene die Fläche, innerhalb deren das Feldstärkenverhältnis h auf den Wert 2,5 herabsinkt, nur etwa viertels so groß, wie die entsprechende Fläche bei den Flachspulen. In der XZ- und in der YZ-Ebene ist dieses Verhältnis noch kleiner. Längs der Geraden Z ist die Feldstärke, wie ja schon aus Symmetriegründen folgt, gleich Null.

4. Es wurde noch versucht, durch Kombination von Spulen in der Art der teilweise bewickelten Ringe starke Felder mit geringem Streufeld nach außen zu erzielen. Diese Versuche führten jedoch zu keinem praktisch brauchbaren Resultat.

G. Zusammenfassung.

Es wurden die Felder einer Reihe eisenfreier Spulen nach Richtung und Größe in ihrer gesamten praktischen Ausdehnung (bis etwa ein Tausendstel der max. Feldstärke) bestimmt. Hierbei wurden einerseits Spulen mit möglichst linearer Abnahme des Feldes in der Achsenrichtung (für Variometer), andrerseits solche mit möglichst großer Abnahme nach allen Seiten (geringer Streuung) aufgesucht. Die Untersuchungen erstreckten sich auf Zylinderspulen, Flachspulen und Rendahlspulen.

Herrn Professor Dr. J. Zenneck danke ich auch an dieser Stelle ergebenst für die freundliche Anregung und für seine vielen äußerst wertvollen Ratschläge.

München, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule.

(Eingegangen am 1. August 1922.)

Beiträge zur ebenen Elastizitätstheorie.

Von Karl Wolf.

III. Zur Spannungsverteilung in einem Gewölbe.

Die Frage nach der exakten Berechnung des Spannungszustandes in einem Tonnengewölbe aus isotropem Material ist schon oft aufgeworfen worden [1]), es ist aber bis jetzt noch nicht gelungen, die entsprechende Randwertaufgabe für eine Berandung zu lösen, die den Verhältnissen bei einem Gewölbe entspricht. Das in den beiden früheren Abschnitten benutzte Verfahren ermöglicht es nun, auch dieses Problem zu behandeln und Lösungen für die Spannungsverteilung in einem Gewölbe mit Eigengewicht zu finden, das von zwei konfokalen Parabelbögen begrenzt wird, wobei der untere Rand spannungsfrei ist und für die Belastung am oberen noch eine Reihe von Willkürlichkeiten besteht. Die Form eines solchen Gewölbes stimmt sehr gut mit den in der Technik üblichen Annahmen überein. Die sogenannte Sekantenregel, die die Forderung, daß die Vertikalprojektion der Querschnitte konstant sein sollen, ist dabei erfüllt. Für eine spezielle Art der Belastung sind dann die Resultate der strengen Theorie mit den Ergebnissen, welche die in der technischen Praxis übliche Rechnungsmethode liefert, verglichen worden. Dabei zeigt

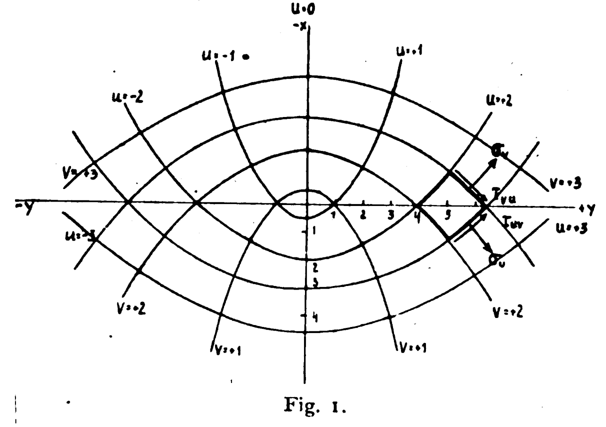


Fig. 1.

es sich, daß die Annahmen der technischen Näherungstheorie über die lineare Verteilung der Normalspannungen in einem Querschnitt, das Gradliniengesetz, und über die relative Kleinheit der Schubspannung an einem solchen recht gut erfüllt sind, daß sich aber im Verlauf der Stützlinie gewisse Abweichungen ergeben.

Führen wir orthogonale Parabelkoordinaten u, v gemäß der konformen Abbildung $x + iy = \frac{1}{2}(u + iv)^2$ ein, so haben wir

$$x = \tfrac{1}{2}(u^2 - v^2) \qquad y = uv. \tag{1}$$

Es entsprechen dann konstanten Werten von u und v in der xy-Ebene zwei Scharen konfokaler Parabeln, die sich rechtwinklig schneiden, mit den Gleichungen

$$x = \frac{1}{2}\left(\frac{y^2}{u^2} + u^2\right) \quad \text{bezw.} \quad x = \frac{1}{2}\left(\frac{y^2}{v^2} - v^2\right)$$

(vgl. Fig. 1).

---

[1]) Vgl. den Artikel von K. Wieghardt in der Enzyklopädie der math. Wiss., Bd. IV, Statik der Baukonstruktionen II, Statik der Steinbauten.

In diesen Koordinaten hat $\nabla^2 F = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2}$ die Form:

$$\nabla^2 F = \frac{1}{u^2+v^2}\left(\frac{\partial^2 F}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial v^2}\right)$$

und die Spannungskomponenten sind

$$\left.\begin{aligned}
\sigma_u &= \frac{1}{(u^2+v^2)^2}\left[u\frac{\partial F}{\partial u} - v\frac{\partial F}{\partial v} + (u^2+v^2)\frac{\partial^2 F}{\partial v^2}\right]\\
\sigma_v &= \frac{1}{(u^2+v^2)^2}\left[-u\frac{\partial F}{\partial u} + v\frac{\partial F}{\partial v} + (u^2+v^2)\frac{\partial^2 F}{\partial u^2}\right]\\
\tau_{uv} &= \frac{1}{(u^2+v^2)^2}\left[v\frac{\partial F}{\partial u} + u\frac{\partial F}{\partial v} - (u^2+v^2)\frac{\partial^2 F}{\partial u\,\partial v}\right];
\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

σ_u ist dabei die Normalspannung auf ein Flächenelement der Fläche $u =$ konst., σ_v die auf eines der Fläche $v =$ konst., τ_{uv} die Schubspannung mit dem auf die bekannte Weise ermittelten Vorzeichen (vgl. Fig. 1), F ist die Airysche Spannungsfunktion.

Führen wir wieder komplexe Veränderliche ein

$$\xi = u + i(v-a) \qquad \eta = u - i(v-a)$$

— a ist dabei eine positive reelle Größe — so ist

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \xi\,\partial \eta} = \frac{1}{4}(\xi + ia)(\eta - ia)\nabla^2 F.$$

Da $\nabla^2 F$ eine harmonische Funktion sein muß und wir sie daher als die Summe zweier beliebiger Funktionen $f(\xi)$ und $g(\eta)$ ausdrücken können, so gilt

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \xi\,\partial \eta} = \frac{1}{4}(\xi + ia)(\eta - ia)[f(\xi) + g(\eta)]$$

und wir sind auf analoge Weise wie früher imstande, nur mit Hilfe von Quadrationen unter willkürlicher Annahme $f(\xi)$ und $g(\eta)$ Lösungen unserer Differentialgleichung $\nabla^2\nabla^2 F = 0$ aufzustellen, die den Parabelrand $v = a$ spannungsfrei lassen.

Für einige in u symmetrische Ansätze von $\nabla^2 F$ mögen nun die auf diese Weise ermittelten Spannungsfunktionen und Spannungskomponenten hingeschrieben werden:

$$\left.\begin{aligned}
&\nabla^2 F = ic_1(\xi - \eta + 2ia) = 2cv\\
&F = \frac{c_1}{3}(v-a)^2\left[(v+2a)u^2 + \frac{1}{5}(v^3 + 2av^2 + 8a^2v + 4a^3)\right]\\
&\sigma_u = \frac{c_1 v(v^2+2u^2+a^2)}{u^2+v^2} \qquad \sigma_v = \frac{cv(v^2-a^2)}{u^2+v^2}\\
&\tau_{uv} = \frac{-cu(v-a)[u^2(v+a)+v^2(v-a)]}{(u^2+v^2)^2}
\end{aligned}\right\} \quad (\mathrm{I})$$

$$\left.\begin{aligned}
&\nabla^2 F = c_2\\
&F = \frac{c_2}{2}(v-a)^2\left[u^2 + \frac{a}{3}(2v+a)\right]\\
&\sigma_u = \frac{c_2(u^2+av)}{u^2+v^2} \qquad \sigma_v = \frac{c_2 v(v-a)}{u^2+v^2}\\
&\tau_{uv} = -\frac{c_2 u(v-a)}{u^2+v^2}
\end{aligned}\right\} \quad (\mathrm{II})$$

$$\left.\begin{aligned}
&\nabla^2 F = ic_3\left[\frac{1}{\xi+ia} - \frac{1}{\eta-ia}\right] = \frac{2c_3 v}{u^2+v^2}\\
&F = \frac{c_3}{3}(v-a)^2(v+2a)\\
&\sigma_u = \frac{c_3 v(v^2+2u^2+a^2)}{(u^2+v^2)^2} \qquad \sigma_v = \frac{c_3 v(v^2-a^2)}{(u^2+v^2)^2}\\
&\tau_{uv} = \frac{c_3 u(v^2-u^2)}{(u^2+v^2)^2}
\end{aligned}\right\} \quad (\mathrm{III})$$

und schließlich einen von allgemeinerer Gestalt

$$\nabla F = c_n\left[\frac{\sin n\xi}{\xi+ia} + \frac{\sin n\eta}{\eta-ia}\right] = \frac{u\sin nu\,\mathrm{Cos}[n(v-a)] + v\cos nu\,\mathrm{Sin}\,n(v-a)}{u^2+v^2}$$

mit der zugehörigen Spannungsfunktion

$$\left.\begin{aligned}
F = \frac{c_n}{n}\Big[&a(v-a)\cos nu\,\mathrm{Cos}\,n(v-a)\\
&+ u(v-a)\sin nu\,\mathrm{Sin}\,n(v-a)\\
&- \frac{a}{n}\cos nu\,\mathrm{Sin}\,n(v-a)\Big]
\end{aligned}\right\} \quad (\mathrm{IV})$$

Die willkürlichen Konstanten, die in einer Summe derartiger Lösungen, deren Zahl sich natürlich noch ohne weiteres vermehren läßt, vorkommen, können nun dazu dienen, an einem zweiten Parabelrand $v = b$ infolge einer Belastung vorhandene Randbedingungen möglichst zu befriedigen.

Was das Eigengewicht anbelangt, so ist es von Interesse, daß es bei Berücksichtigung desselben eine einfache Lösung in kartesischen Koordinaten gibt, die den Parabelrand $v = a$, entsprechend der Gleichung $y^2 = 2a^2x + a^4$, spannungsfrei läßt. Sie hat die Form:

$$\left.\begin{aligned}
&\sigma_x = -\frac{\gamma'}{3}(2x+a^2) \qquad \sigma_y = -\frac{\gamma'}{3}a^2\\
&\tau_{xy} = -\frac{\gamma'}{3}y
\end{aligned}\right\} \quad (3)$$

wenn γ' das spezifische Gewicht des Materials bedeutet. Von der Erfüllung der Randbedingung für $v = a$ kann man sich am besten überzeugen, wenn man die obigen parabolischen Koordinaten und Spannungskomponenten einführt. Dann ist

$$\left.\begin{array}{ll} \sigma'_v = \dfrac{\gamma'}{3}(v^2 - a) & \tau'_{uv} = 0 \\ \sigma'_u = -\dfrac{\gamma'}{3}(u^2 + u^2) & \end{array}\right\} \quad (4)$$

Man erkennt, daß für $v = a$ die Normalspannung σ'_v verschwindet. Die Schubspannung τ'_{uv} ist überhaupt Null, die Parabelscharen $u =$ konst. und $v =$ konst. geben also in jedem Punkte die Richtungen der Hauptachsen der Spannungsellipse an, σ'_u und σ'_v sind Hauptspannungen. Eine praktische Bedeutung hat diese einfache Lösung aber für sich allein genommen nicht, da man für jede oberhalb der Parabel $v = a$ genommene Begrenzung Zugspannungen als Belastung erhält. Kombiniert mit anderen Lösungen können wir aber mit ihrer Hilfe das Eigengewicht sehr leicht berücksichtigen.

Überlagern wir etwa die Lösungen (I), (II), (III) und die für das Eigengewicht erhaltene (4), so können wir die Konstanten c_2 und c_3 so wählen, daß für einen zweiten Parabelrand $v = b$ die Schubspannung τ_{uv} verschwindet. Es ist dann

$$c_2 = -(a + b)\,c_1 \qquad c_3 = -\frac{2\,a\,b^2}{a + b}\,c_1$$

und die Ausdrücke für die Spannungskomponenten lauten dann

$$\left.\begin{array}{l} \sigma_u = \dfrac{c_1}{(u^2 + v^2)^2}\left\{v\,(2\,u^2 + v^2 + a^2)\left(u^2 + v^2 - \dfrac{2\,a\,b^2}{a + b}\right) - (a + b)(u^2 + v^2)(u^2 - a\,v)\right\} \\ \qquad\qquad - \dfrac{\gamma'}{3}(u^2 + a^2) \\ \sigma_v = \dfrac{c_1\,v\,(v - a)}{(u^2 + v^2)^2}\left\{(u^2 + v^2)(v - b) - \dfrac{2\,a\,b^2}{a + b}(v + a)\right\} + \dfrac{\gamma'}{3}(v^2 - a^2) \\ \tau_{uv} = -\dfrac{c_1\,u\,(v - a)(v - b)}{(u^2 + v^2)^2}\left[u^2 + v\,(v - 2\,a - \dfrac{2\,a\,b^2}{a + b}\right| \end{array}\right\} \quad (5)$$

Das von den zwei konfokalen Parabelbögen $v = a$ und $v = b$ und von zwei symmetrisch liegenden, $u = +c$ und $u = -c$, die die ersteren rechtwinklig schneiden, begrenzte Flächenstück können wir nun als einen Durchschnitt durch ein Tonnengewölbe ansehen, bei dem $v = a$ die untere, $v = b$ die obere Leibung darstellt und dessen Kümpferflächen durch die Abschnitte der Parabeln $u = \pm c$ gegeben sind (vgl. Fig. 2). Die Scheiteldicke dieses Gewölbes ist $\frac{1}{2}(b^2 - a^2)$, als Querschnitt führen wir die Bögen der rechtwinklig die obere und untere Gurtung schneidenden Parabelschar $u =$ konst. ein, die ja innerhalb eines nicht zu dicken Gewölbes nur sehr wenig von geraden Linien abweichen. Die vertikalen Projektionen der Querschnitte sind konstant, die Sekantenregel ist also erfüllt, die Form eines solchen Gewölbes entspricht demnach recht gut den üblichen Verhältnissen.

Bestimmen wir die in den Formeln (5) noch vorkommende willkürliche Konstante c_1 so, daß für $v = b$ und $u = \pm c$ die Normalspannung σ_v verschwindet — man erhält

$$c_1 = \frac{\gamma'}{6\,a\,b^3}(b + a)(c^2 + b^2)^2$$

— so stellen uns die Ausdrücke (5) den Spannungszustand in einem Gewölbe vor, dessen untere Leibung spannungsfrei ist und an dessen oberer

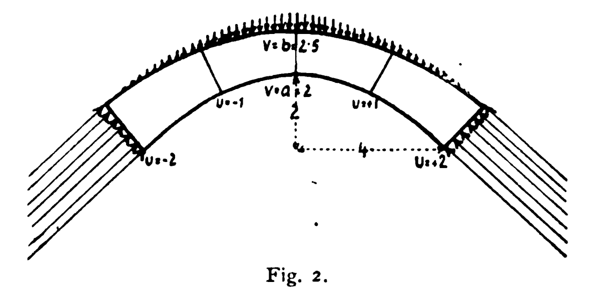


Fig. 2.

Leibung ein von der Mitte symmetrisch nach den Enden abnehmender Normaldruck entsprechend der Formel

$$(\sigma_v)_{v=b} = \frac{\gamma'}{3}(b^2 - a^2)\left[-\left(\frac{c^2 + b^2}{u^2 + \bar{b}^2}\right)^2 + 1\right] \quad (6)$$

angreift. Über die Randbedingungen an den Kümpferflächen können wir nichts vorschreiben, wir können nur untersuchen, inwiefern die sich dort aus unserem Ansatz ergebende Spannungsverteilung mit den gewöhnlichen Annahmen übereinstimmt.

Um die Verhältnisse an einem konkreten Beispiele zu betrachten, wollen wir für a, b und c spezielle Werte einführen, etwa zunächst $a = 2$, $b = 2{,}5$, $c = 2$ setzen. Wir haben dann ein Gewölbe vor uns, dessen Pfeilhöhe $^1/_4$ seiner Breite und dessen Scheiteldicke etwas mehr als die Hälfte der Pfeilhöhe ist, nämlich $^9/_8$, wenn die halbe Pfeilhöhe als Längeneinheit angenommen wird (vgl. Fig. 2). Die Belastung in der Mitte der oberen Gurtung ist dann $-1{,}256\,\gamma'$, wenn der hydrostatische Druck in der Tiefe der Längeneinheit als Spannungseinheit gewählt wird. Die Belastung und die sich an den Kümpfern ergebende Spannungsverteilung sind in der Fig. 2 eingezeichnet, die Schubspannungen konnten wegen ihrer Kleinheit nicht aufgetragen werden. Ferner ist in Fig. 3 noch der Verlauf der Normal- und Schubspannungen für den Kümpferquerschnitt und

für zwei andere Querschnitte, nämlich den Scheitelquerschnitt $u = 0$ und den $u = \pm 1$, graphisch dargestellt; als Abszisse ist dabei der im Querschnitt von unten an gemessene Bogen s genommen.

Die erhaltenen Werte zeigen zunächst, daß **nirgends in diesem Gewölbe eine Zugspannung auftritt**, die Spannungen σ_u und σ_v sind immer negativ. Ferner sieht man, daß die **Abweichungen der zu den Querschnitten senkrechten Normalspannung σ_u vom Gradliniengesetz relativ unbedeutend sind**; an den Kämpferquerschnitten ist ihr Verlauf fast genau linear und auch die im Scheitelquerschnitt auftretende verhältnismäßig größte Abweichung ist absolut genommen noch recht geringfügig. Dabei

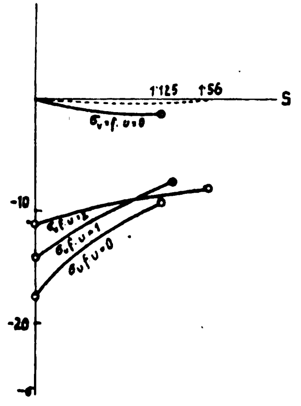


Fig. 3.

ist das betrachtete Gewölbe vom technischen Standpunkt als ein außerordentlich dickes zu bezeichnen, bei dünneren sind die Abweichungen noch kleiner. **Die Schubspannungen in den Querschnitten sind ganz unerheblich**, sie übersteigen niemals ein bis zwei Prozent der Normalspannungen.

Diese Ergebnisse stehen qualitativ mit den Annahmen der technischen Näherungstheorie in gutem Einklang. Um aber auch quantitative Vergleiche, besonders betreffs der Bedingungen am Kämpfer, anstellen zu können, wurde die Rechnung auch nach dem in der technischen Praxis üblichen Verfahren für das gleiche Gewölbe durchgeführt, wobei nur die Normalbelastung der oberen Leibung durch eine in jedem Punkt gleich große vertikale ersetzt wurde.[1]) Infolge des geringen Unterschiedes dieser Richtungen in dem Gebiete größerer Belastung hat dies auf die Ergebnisse fast gar keinen Einfluß. Dabei erhält man nicht nur für die Vertikalkomponente des Widerstandes in den Kämpfern dieselben Werte, was schon aus statischen Gründen der Fall sein muß und nur eine Kontrolle der Richtigkeit der Rechnungen bedeutet, sondern es ist auch die Resultierende der Normalspannungen im Kämpfer, die Normalkraft, fast genau gleich und der Horizontalschub nur um 14 % kleiner als der aus unserer Lösung berechnete. Dies ist für uns deswegen von großer Wichtigkeit, weil es zeigt, daß diese die Verhältnisse am Kämpfer in ziemlich entsprechender Weise wiedergibt. Das Einspannungsmoment differiert dagegen um etwa 42 % und zwar ist es in unserem Falle größer. Damit hängt es zusammen, daß die nach der technischen Methode errechnete größte Normalspannung etwa doppelt so groß ausfüllt als wie bei unserer Lösung und am oberen Ende des Kämpfers Zugspannungen auftreten. Auch die maximale Schubspannung sowie die Resultierende der Schubspannungen, die Querkraft, überhaupt sind ungefähr fünfmal größer als die nach unserer Methode sich am Kämpfer ergebenden. Wie schon hervorgehoben, sind ja bei der obigen Lösung die Schubspannungen sehr klein. Diese Verschiedenheiten, besonders die letztere, haben nun die Folge, daß der Verlauf der nach der technischen Theorie bestimmten Stützlinie bedeutendere Abweichungen von der in unserem Falle sich ergebenden zeigt. Während sie hier ganz unterhalb der Gewölbeachse verläuft — auch für den Scheitelquerschnitt ist die Druckspannung unten am größten und nimmt nach oben ab — schneidet sie nach der technischen Näherungsberechnung die Achse, wir erhalten im Scheitel sogar Zugspannungen, die nach oben in Druckspannungen übergehen.

Zusammenfassend können wir aus diesen Resultaten folgern, daß erstens die Annahme des Gradliniengesetzes für die Normalspannung, wie sie in der technischen Nährungstheorie verwendet wird, recht gut erfüllt ist, daß es also nicht nötig ist, durch Einführung einer hyperbolischen Spannungsverteilung Korrekturen anzubringen; daß ferner die in der Praxis übliche Methode der Rechnung größere Maximalspannungen als die genaue ergibt, daß also ein auf diese Weise dimensioniertes Gewölbe eher zu stark als zu schwach ausfällt; daß schließlich die aus dem auf die gewöhnliche Weise errechneten Verlauf der Stützlinie gezogenen Folgerungen mit Vorsicht zu gebrauchen sind, da sich bei dem Verlauf derselben die relativ größten Abweichungen ergeben.

Um auch einen Überblick über den Spannungszustand in einem sehr dicken Gewölbe, etwa in dem Mauerwerk über einem Torbogen, zu erhalten, setzen wir in den Formeln (5) $a = 1$, $b = 3$ und wählen c_1 so, daß σ_v für $u = \pm 1$, $v = 3$ verschwindet; wir bekommen dann eine ganz geringfügige, von der Mitte nach diesen Punkten zu abnehmende Druckbelastung am oberen Rande (vgl.

[1]) Für die Kontrolle dieser Rechnung bin ich Herrn Dozenten D. Schwätzer zu Dank verpflichtet.

Fig. 4). Für den Scheitelquerschnitt und die beiden Schnitte $y = \pm 3$ sind die Werte für die Spannungskomponenten in cartesischen Koordinaten σ_x, σ_y, τ_{xy} entsprechend den Umrechnungsformeln

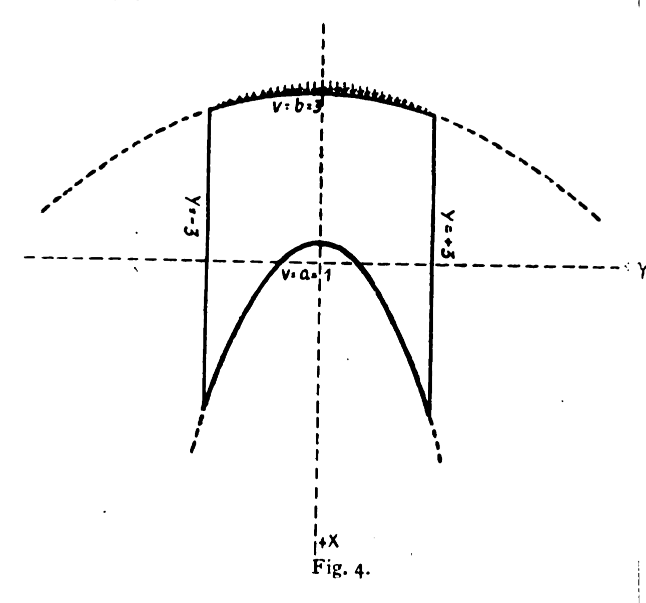


Fig. 4.

$$\left.\begin{aligned}\sigma_x &= \frac{1}{u^2 + v^2}\,(u^2\sigma_v + v^2\sigma_u + 2uv\tau_{uv})\\ \sigma_y &= \frac{1}{u^2 - v^2}\,(u^2\sigma_u + v^2\sigma_v - 2uv\tau_{uv})\\ \tau_{xy} &= \frac{1}{u^2 + v^2}\,[uv(\sigma_u - \sigma_v) + (u^2 - v^2)\tau_{uv}]\end{aligned}\right\}\quad(7)$$

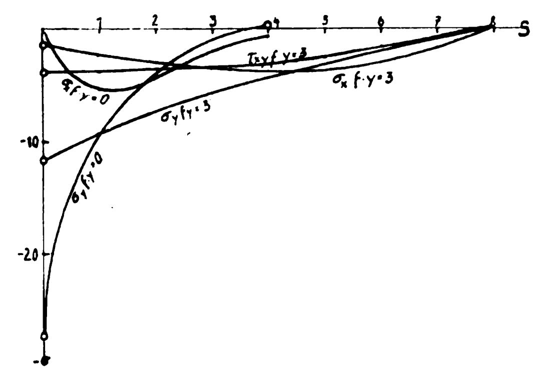


Fig. 5.

bestimmt und in Fig. 5 graphisch aufgetragen worden. Man erkennt, daß der Verlauf der Spannung σ_y im Scheitelquerschnitt jetzt schon beträchtlich vom Gradliniengesetz abweicht, daß er aber für den Vertikalquerschnitt $y = \pm 3$ wieder fast linear wird. Es treten jetzt auch, allerdings relativ kleine, Zugspannungen am oberen Rande auf. Der Maßstab für die Spannungen ist derselbe wie in den früheren Figuren, nämlich der hydrostatische Druck in der Tiefe der Längeneinheit.

Zum Schlusse sei noch darauf hingewiesen, daß man mit dem eingangs angegebenen Verfahren auch andere, etwa unsymmetrische, Belastungsfälle durch entsprechende Wahl der Funktionen für $\Delta^2 F$ und der darin vorkommenden Konstanten ohne allzugroße Schwierigkeiten einer Lösung zuführen kann.

Diese Beispiele zeigen, daß das geschilderte, auf elementaren funktionentheoretischen Überlegungen beruhende Verfahren zur Auffindung von Lösungen der biharmonischen Differentialgleichung auf relativ einfache Weise uns die Möglichkeit bietet, elastische Probleme von praktischem Interesse zu behandeln. Es dürfte daher auch noch für andere Aufgaben der ebenen Elastizitätstheorie speziell für technische Zwecke gute Dienste leisten.

(Eingegangen am 15. Februar 1922.)

Lichttechnische Untersuchungen am Kinoprojektor.

Von W. Meinel.

Wenn man die zahllosen Erfindungen und Verbesserungen in den Teilgebieten der Kinematographie überschaut, so muß man feststellen, daß der Ausbau der Kinolichttechnik sehr langsam vonstatten gegangen ist. Versetzen wir uns in die Anfänge der Theaterkinematographie zurück, so finden wir im Prinzip dieselben Kinolampen und Kondensoranordnungen wie bei den modernen Projektoren. Allerdings sind die neueren Bogenlampen in mechanischer Hinsicht besser durchgebildet, denn die Anforderungen an die praktische Gebrauchsfähigkeit wuchsen; der Praktiker erkannte sehr richtig, daß die Ausnutzung des Lichtstromes ganz beträchtlich von einer zweckmäßigen Kraterregulierung abhängig ist. So entstanden die vielspindligen Lampen mit allen möglichen Kohlenverstellungen. Immerhin kann diese Vervollkommnung nicht als prinzipieller Fortschritt gewertet werden.

Die Verbesserungen, die im Laufe der Zeit herauskamen, verfolgten fast ausschließlich das Ziel, die Lichtleistung der Kinolampe selbst zu verbessern, während die Beleuchtungsoptik unverändert blieb. An sich scheint die Lichtleistung durch die Kratertemperatur und die dadurch bedingte Leuchtdichte bestimmt zu sein. Trotzdem hat sich gezeigt, daß die Lichtverteilung und damit die Lichtstromaufnahme durch die Beleuchtungsoptik in hohem Maße von der Kohlenstellung abhängig ist. In der Tat ist die Winkelstellung den konaxial übereinanderstehenden Kohlen beträchtlich über-



legen. Auf der anderen Seite aber zeigt sich, daß die Ruhe des Lichtbogens um so größer ist, je mehr sich der von den Kohlen eingeschlossene Winkel 180° nähert. So ist die Winkellampe bei Stromstärken von mehr als 30 Ampere nicht mehr zur Ruhe zu bringen, während die /-Lampe bis zu den höchsten Stromstärken einwandfreies Arbeiten gewährleistet. Erst durch Anwendung eines magnetischen Feldes[1]) ist es gelungen, den Lichtbogen der Winkellampe derartig an der Strombasis festzuhalten, daß selbst beim Einschalten der vollen Stromstärke das bekannte lästige Zischen nicht mehr auftreten kann. Durch diesen Fortschritt ist es möglich geworden, die höhere Lichtleistung der Winkellampe nutzbar zu machen und Stromersparnisse von 20 bis 25 % zu erzielen.

Lichttechnisch interessant ist noch die Einkohlenbogenlampe mit rotierendem Lichtbogen[2]), deren Lichtverteilung naturgemäß besonders günstig ist. Die Hauptschwierigkeit beim praktischen Gebrauch scheint in einer hinreichenden Kühlung der Kupferkathode zu liegen; in Deutschland hat sich die Einkohlenbogenlampe nicht einzuführen vermocht.

Die meiste Aussicht auf Verbesserung der Gesamtlichtleistung bietet die Erhöhung der Leuchtdichte durch Steigerung der Kratertemperatur. Mit der Lummerschen Druckbogenlampe[3]) und dem Goerz-Beck-Scheinwerfer[4]) ist bewiesen worden, daß Temperatur und Leuchtdichte des positiven Kraters durch besondere Hilfsmittel noch beträchtlich zu steigern sind. Während sich die Druckbogenlampe von Lummer in die Kinopraxis kaum einführen lassen wird, ist es noch unentschieden, ob die Goerz-Beck-Kohle für die Kinoprojektion dieselbe Bedeutung erlangen wird wie in der Scheinwerfertechnik.

Hier sei noch kurz die Drehstrombogenlampe[5]) erwähnt, die in letzter Zeit auf den Markt gebracht worden ist. Ihre spezifische Lichtleistung ist um etwa 30 % höher als die der Gleichstrombogenlampe, die Betriebskosten werden durch Wegfallen der Umformeranlage weit geringer. Zweifellos hätte die Drehstromlampe eine große Bedeutung gewonnen, wenn nicht gleichzeitig die Hohlspiegellampe mit ihrem weit höheren Wirkungsgrad erschienen wäre.

Während also die Arbeiten an den Kinolampen selbst erhebliche Fortschritte nicht gebracht haben, führte der andere Weg, die Verbesserung der Beleuchtungsoptik, zu wirtschaftlich bedeutungsvollen Erfolgen. Der erste Schritt war die Einführung des dreifachen Kondensors, der für kleine und mittlere Stromstärken der Bogenlampe seine Zweckmäßigkeit bewiesen hat. Es ist ja bekannt, daß der dreifache Kondensor ungefähr die doppelte Schirmbeleuchtung ergibt wie das Zweilinsensystem. Der Grund liegt in der vergrößerten Strahlungsaufnahme infolge Vergrößerung des Öffnungswinkels. Der letzte Schritt auf diesem Wege ist die Einführung des Hohlspiegels und damit die Übernahme der Erfahrungen auf dem Gebiete der Scheinwerfertechnik. Damit ist die lichttechnische Entwicklung der Kinematographie in ein neues Stadium eingetreten. An sich ist die Verwendung des Hohlspiegels auch im Projektionswesen nichts Neues. Besonders dient er schon seit Jahren zur Objektbeleuchtung bei der episkopischen Projektion, wo der Linsenscheinwerfer infolge seines zu geringen Öffnungswinkels Bilder unzureichender Helligkeit ergibt. Auch der Gedanke, den Scheinwerfer für die Filmprojektion zu verwenden, ist nicht neu; warum man nicht schon früher ernstlich an die Ausarbeitung dieses Problems herangegangen ist, ist unverständlich. Erst als die wirtschaftliche Not der Kinotheater einsetzte, als man anfangen mußte zu sparen, da wurde die Scheinwerferbeleuchtung von neuem und diesmal vermutlich endgültig ausgegraben.[1])

Auch die theoretische Untersuchung der Lichtvermittlung im Kinoprojektor ist bisher vernachlässigt worden. Der Einfluß dieser lückenhaften Bearbeitung auf den durchschnittlichen Kinopraktiker ist deutlich sichtbar; er unterscheidet heute noch lediglich ein helles und ein zu dunkles Bild, ein Maß für die Helligkeit kennt er nicht. Kennzeichnend ist, daß man vielfach die erforderliche Stromstärke der Kinolampe nach der Anzahl der Sitzplätze im Kinotheater zu bestimmen pflegt.

Der Zweck des ersten Teiles dieser Abhandlung ist, unter Zugrundelegung der Eigenschaften der Kinolampe und der Konstanten der Projektionsoptik die Lichtwirkung auf dem Projektionsschirm als Funktion der der Lichtquelle zugeführten elektrischen Energie zu bestimmen. Der zweite Teil wird sich mit dem Hohlspiegel als Beleuch-

[1]) Körting-Mathiesen, Eine neue Kinolampe, „Kinotechnik", Jahrg. 1921, S. 18. — A. E. G., Intensivbogenlampe, „Kinotechnik", Jahrg. 1922, S. 235.

[2]) Garbarini-Bogenlampe, „Kinotechnik", Jahrg. 1922, S. 267.

[3]) O. Lummer, Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik, Verlag R. Oldenburg, München-Berlin 1918; inzwischen dürfte erwiesen sein, daß die von Lummer gezogenen Schlußfolgerungen hinfällig sind; die Steigerung der Temperatur und Leuchtdichte ist nicht eine Folge des erhöhten Druckes, sondern der mit zunehmendem Druck steigenden Dichte der Metalldämpfe vom positiven Krater der Effektkohlen.

[4]) G. Gehlhoff, Über Bogenlampen mit erhöhter Flächenhelligkeit, Zeitschr. f. techn. Physik, Jahrg. 1920, S. 7, 37, Jahrg. 1923, S. 138.

[5]) Österreichische Siemens-Schuckert-Werke, „Kinotechnik", Jahrg. 1921, S. 489, Drehstromlampe von Körting-Mathiesen.

[1]) Die Hohlspiegellampe für Kinoprojektion wurde zum ersten Male von E. Mechau, dem bekannten Erfinder des Kinoprojektors mit optischem Ausgleich, verwendet. Vgl. Lichtbildbühne Nr. 18 (1914), S. 42.



tungsoptik und den Systemen der neuen Hohlspiegellampen befassen.

Zur allgemeinen Orientierung diene Fig. 1, die die Filmführung und den Strahlengang im Kinoprojektor zeigt. Das optische Schema des Projektionsapparates darf als bekannt vorausgesetzt werden. Den Durchmesser des Kondensors pflegt man den gleichzeitig zu projizierenden Glasbildern (8,5 × 8,5 cm) anzupassen; die Filmbahn muß also an einer Stelle des Lichtkegels angeordnet werden, deren Durchmesser der Diagonale des Filmbildchens (Größe 18 × 24 mm) entspricht. Vor

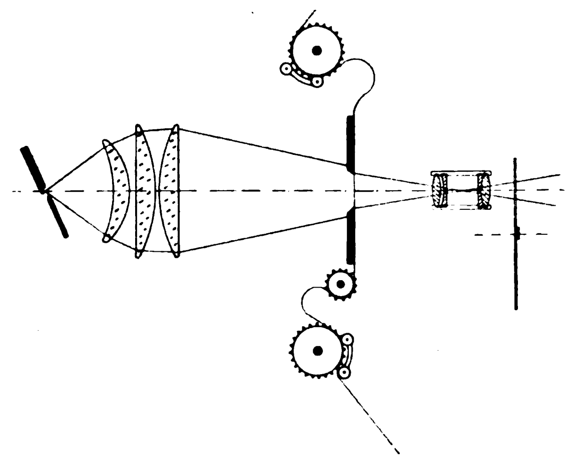


Fig. 1. Filmführung und Strahlengang im Kinoprojektor.

dem Projektionsobjektiv ist eine rotierende Sektorblende angebracht, die in erster Linie dazu dient, den Bildwechsel zu verdecken. Die Zahl der Hell- und Dunkelsektoren ist außerdem durch die für die Verschmelzung erforderliche Hell-dunkel-Wechselzahl bedingt.

1. Lichtvermittlung im Kinoprojektor; optischer Wirkungsgrad und spezifische Lichtleistung.

Der Zusammenhang zwischen Lichtwirkung auf dem Projektionsschirm, seiner Flächenhelligkeit, und der der Bogenlampe zugeführten elektrischen Energie bestimmt sich aus verschiedenen Faktoren; diese sind

a) die spezifische Lichtleistung der Kinolampe (Lm/W) bzw. der spezifische Effektverbrauch $\mathfrak{E}$ (W/HK$_\circlearrowleft$),

b) der optische Wirkungsgrad des Projektors, d. i. das Verhältnis des sekundären den Projektor verlassenden Lichtstromes Φ_2 zum primären Φ_1, der von der Lampe in die wirksame dem Kondensor zugekehrte Hemisphäre ausgestrahlt wird ($P = \Phi_2 : \Phi_1$),

c) die Größe der auf dem Projektionsschirm beleuchteten Fläche F (in m²),

d) die Albedo der Projektionsfläche.

Unter der Voraussetzung eines vollkommen diffus reflektierenden Projektionsschirmes von der Albedo M wird bei der Beleuchtung E die Flächenhelligkeit

$$e = \frac{ME}{\pi} 10^{-4} \text{ HK/cm}^2.\text{ [1]} \qquad (1)$$

Ferner ist

$$E = \frac{\Phi_2}{F} \qquad (2)$$

und

$$P = \frac{\Phi_2}{\Phi_1}. \qquad (3)$$

Bezeichnet man ferner mit $I_\circlearrowleft$ die mittlere Lichtstärke der Kinolampe in der wirksamen Hemisphäre und mit $\mathfrak{E}$ den Wattverbrauch der Lampe ohne Vorschaltgeräte, so ist

$$\Phi_1 = I_\circlearrowleft \, 2\pi \qquad (4)$$

und

$$\mathfrak{E} = \frac{\mathfrak{E}}{I_\circlearrowleft}. \qquad (5)$$

Durch Einsetzen in Gleichung (2) ergibt sich

$$E = \frac{2\pi P \mathfrak{E}}{F \mathfrak{E}} \text{ Lux.} \qquad (6)$$

Die Flächenhelligkeit des Schirmes ist nach einer einfachen Umformung

$$e = \frac{2 M P \mathfrak{E}}{F \mathfrak{E}} 10^{-4} \text{ HK/cm}^2. \qquad (7)$$

Da die Albedo der in der Praxis verwendeten Projektionsschirme als konstant angesehen werden kann (0,6 bis 0,7), so genügt für die Beurteilung der Helligkeit des Projektionsbildes im allgemeinen die Angabe der Beleuchtungsstärke E in Lux Gl. (6). In der Praxis ist es am bequemsten, lediglich den sekundären Lichtstrom Φ_2 zu bestimmen, da sich daraus ohne weiteres wechselweise Schirmbeleuchtung bzw. Projektionsfläche ergibt. Man findet

$$\Phi_2 = \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{E}} \, 2\pi P. \qquad (8)$$

Die Ermittlung des sekundären Lichtstromes soll zunächst für den dreifachen Kondensor als Beleuchtungsoptik erfolgen. Als Kinolampe diene eine solche mit konaxial übereinanderstehenden Kohlen.

Zu a): Zur Bestimmung des spezifischen Effektverbrauchs ist in erster Linie die Kenntnis der räumlichen Lichtverteilung der Lampe erforderlich. Im Gegensatz zu Lichtquellen für reine Beleuchtungszwecke ist der photometrische Körper der Kinolampen kein Rotationskörper, so daß die bekannten photometrischen Methoden zur Bestimmung der mittleren sphärischen bzw. hemisphärischen Lichtstärke und damit des Lichtstromes

[1] E. Liebenthal, Praktische Photometrie. Verlag Vieweg & Sohn, Braunschweig 1907. S. 91.

hier nicht anwendbar sind. Genau genommen müßten mit Hilfe eines Drehspiegels in allen Richtungen des Raumes die Lichtstärken ermittelt und daraus der Mittelwert gebildet werden. Allerdings

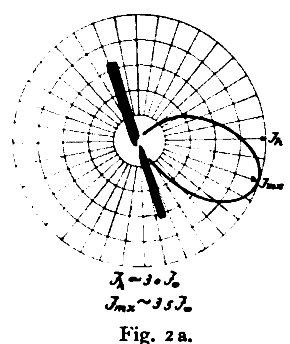


Fig. 2a.

lassen sich auch bei den Kinolampen mit unsymmetrischem photometrischen Körper Näherungsmethoden anwenden, bei denen nur die Kenntnis

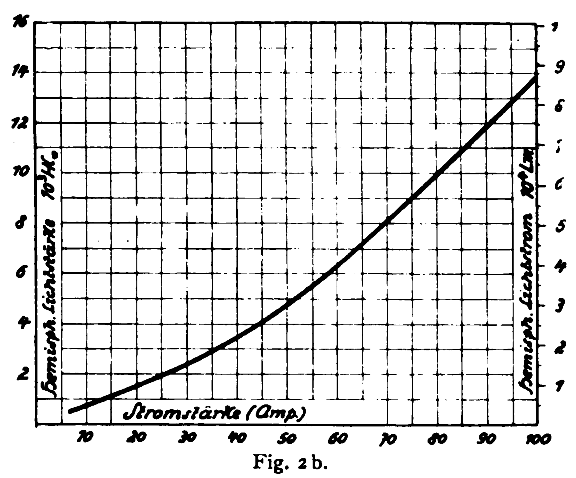


Fig. 2b.

der Lichtverteilung in dem durch die optische Achse gelegten Hauptmeridian und der äquatorialen Lichtverteilung erforderlich ist. Die Beschreibung

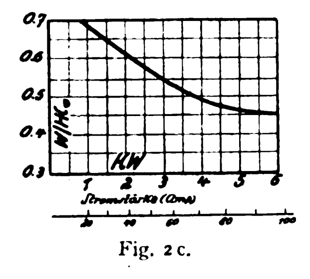


Fig. 2c.

würde über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen. Fig. 2a zeigt die Lichtverteilung der Lampe im Hauptmeridian, Fig. 2b die mittleren hemisphärischen Lichtstärken und auf der rechten Seite der graphischen Darstellung aufgetragen die daraus errechneten primären Lichtströme bei den üblichen Gebrauchsstromstärken der Kinolampe. Fig. 2c stellt die Kurve des spezifischen Effektverbrauches dar, bezogen auf den Wattverbrauch der Lampe ohne Vorschaltgeräte.

Zu b): Der optische Wirkungsgrad läßt sich als Produkt mehrerer Faktoren darstellen; diese sind (vgl. dazu Fig. 1):

die Strahlungsaufnahme infolge der Apertur des Kondensors,
die Lichtdurchlässigkeit des Kondensors bedingt durch die Absorptions- und Reflexionsverluste,
der durch das Filmfenster hindurchtretende Bruchteil des den Kondensor verlassenden Lichtstromes,
die Durchlässigkeit des Projektionsobjektives,
die mittlere Durchlässigkeit der im Strahlengang rotierenden Sektorblende.

Der vom Kondensor aufgenommene Lichtstrom ist um so größer, je größer der räumliche Winkel ist, unter dem die erste Linsenfläche von der Lichtquelle aus erscheint oder, was dasselbe aussagt, je kleiner man den Lichtquellenabstand durch entsprechende Wahl der Brennweite des Beleuchtungssystems wählt. Der Näherung der Lichtquelle ist in der Praxis bald ein Ziel gesetzt. Abgesehen von der Gefahr, daß die Linsen durch die Wärmewirkung der Lichtquelle Schaden erleiden könnten oder bei Verwendung von Kohlen mit Leuchtzusätzen bald beschlagen und lichtundurchlässig werden würden, so ist auch aus optischen Gründen der Öffnungswinkel über ein gewisses Maß hinaus nicht zu steigern. Er beträgt beim zweilinsigen Kondensor ungefähr 45°, beim dreifachen (Fig. 1) 55 bis 65°. Der in die jenen Öffnungswinkeln entsprechenden räumlichen Winkel ausgestrahlte Lichtstrom hängt von der räumlichen Lichtverteilung der verwendeten Lichtquelle ab. In Fig. 3 ist der Zusammenhang zwischen Öffnungswinkel und nutzbarem Lichtstrom für die in der Projektionstechnik üblichen Kohlenstellungen dargestellt; die Kurve 2 für das strahlende Flächenelement ist zum Vergleich mit eingezeichnet. Für die konaxial übereinanderstehenden Kohlen beträgt beim Öffnungswinkel 55° die Lichtstromaufnahme 30 % des gesamten in die wirksame Hemisphäre gestrahlten Lichtstromes.

Wir betrachten nunmehr die Vorgänge, die sich beim Durchgang des Lichtes durch den Kondensor selbst abspielen. Das Durchlässigkeitsvermögen optischer Systeme setzt sich im allgemeinen aus drei Faktoren zusammen. Zunächst verhalten sich nach dem Kirchhoffschen Gesetz die Lichtintensitäten in verschieden dichten Medien wie die Quadrate der Brechungsexponenten. Der zweite Faktor ist durch die Fresnelschen Reflexionsformeln gegeben und der dritte bezieht sich auf das Absorptionsvermögen des verwendeten

Glasmaterials. Man findet als allgemeinste Form für die vermittelte spezifische Intensität im letzten Medium[1]) bis k Flächen und $k+1$ Medien

$$I' = \left(\frac{n_{k+1}}{n_1}\right)^2 \frac{I}{2} \prod_{\nu=1}^{k+1} a_\nu^{d_\nu} \left[\prod_{\nu=1}^{k} \left(1 - \frac{\sin^2(i-i')}{\sin^2(i+i')}\right) + \prod_{\nu=1}^{k} \left(1 - \frac{\operatorname{tg}^2(i-i')}{\operatorname{tg}^2(i+i')}\right) \right]. \tag{9}$$

In dieser Gleichung bezeichnet I die Intensität im ersten Medium, I' die Intensität im letzten Medium, n die Brechungsexponenten der einzelnen Medien, a den Absorptionsindex der einzelnen Medien, d den Lichtweg in den einzelnen Medien, i den Einfallswinkel, i' den Brechungswinkel.

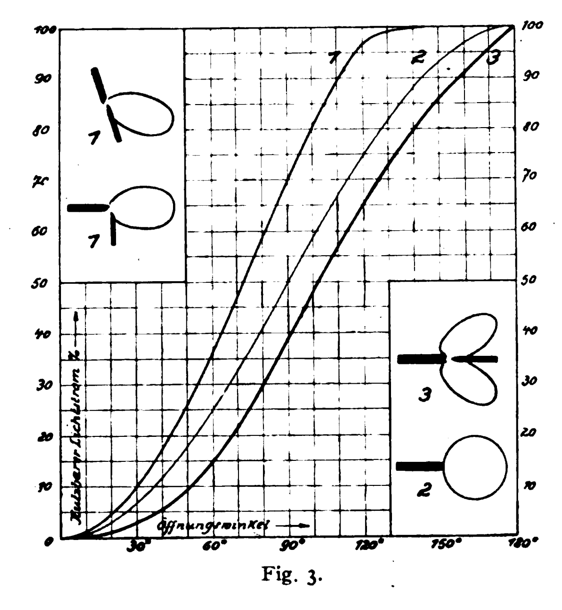


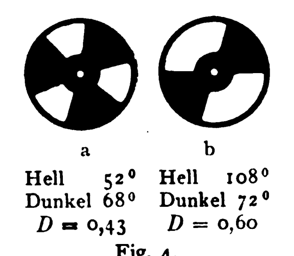
Fig. 3.

Für einen Kondensor, dessen Brechkraft dem obengenannten Öffnungswinkel entsprechend gewählt ist und dessen Glas den Absorptionsindex $a = 0{,}9$ hat, errechnet sich die mittlere Durchlässigkeit zu ungefähr 0,5. Der Lichtverlust im Kondensor beträgt also rund 50 %.

Die Durchlässigkeit des Projektionsobjektives wird nach derselben Methode ermittelt und beträgt ungefähr 0,6 bis 0,65.

Ein beträchtlicher Lichtverlust entsteht am Filmfenster. Im günstigsten Falle kann der Durchmesser des Lichtkegels in der Filmebene gleich der Bilddiagonale sein. Unter der Annahme, daß die Beleuchtungsstärke in der Filmebene überall dieselbe ist, würde die Lichtdurchlässigkeit am Filmfenster gleich dem Verhältnis der Filmbildfläche zu der Fläche des umbeschriebenen Kreises sein. Der Lichtverlust wird aber einmal durch den dem Kondensor anhaftenden Farbenfehler vergrößert; andererseits zeigt sich in der Praxis, daß der „Lichtkreis" über dem Bildfenster noch weiter vergrößert werden muß, wenn die Beleuchtung der Projektionsfläche gleichmäßig sein soll. Die Lichtdurchlässigkeit am Filmfenster beträgt praktisch rund 0,35.

Den letzten Lichtverlust bringt die vor dem Projektionsobjektiv rotierende Sektorblende mit sich. Fig. 4a zeigt die bei Gleichstrom übliche dreiteilige, Fig. 4b die bei der Wechselstromprojektion erforderliche zweiteilige Blende. Bezeichnet



a	b
Hell 52°	Hell 108°
Dunkel 68°	Dunkel 72°
$D = 0{,}43$	$D = 0{,}60$

Fig. 4.

man den Lichtsektor mit S_l und den Dunkelsektor mit S_d in Winkelgraden gemessen, so ist nach dem Talbotschen Gesetz[1]) bei Verschmelzung der Reize die resultierende Lichtwirkung, d. h. die mittlere Durchlässigkeit der Sektorblende

$$= \frac{S_l}{S_l + S_d}, \tag{10}$$

für die dreiteilige Blende = 0,43, für die zweiteilige = 0,60.

Damit ist der optische Wirkungsgrad P des Kinoprojektors endgültig ermittelt; es ist

bei dreiteiliger Sektorblende $P = 0{,}014$
bei zweiteiliger Sektorblende $P = 0{,}019$
bei blendenloser Apparatur $P = 0{,}031$.

In Fig. 5 sind die Lichtverluste nochmals zusammenfassend dargestellt.

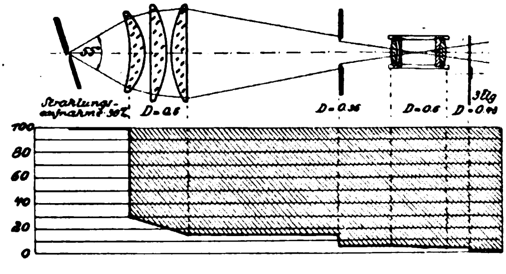


Fig. 5.

In der Praxis zeigt sich nun, daß die Helligkeit der Filmbilder dann als genügend und zweckmäßig empfunden wird, wenn die Beleuchtung des Projektionsschirmes bei freiem Filmfenster und

[1]) M. v. Rohr, Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten, Verlag Jul. Springer, Berlin 1904, S. 535.

[1]) H. v. Helmholtz, Physiologische Optik, II. Aufl., S. 483.

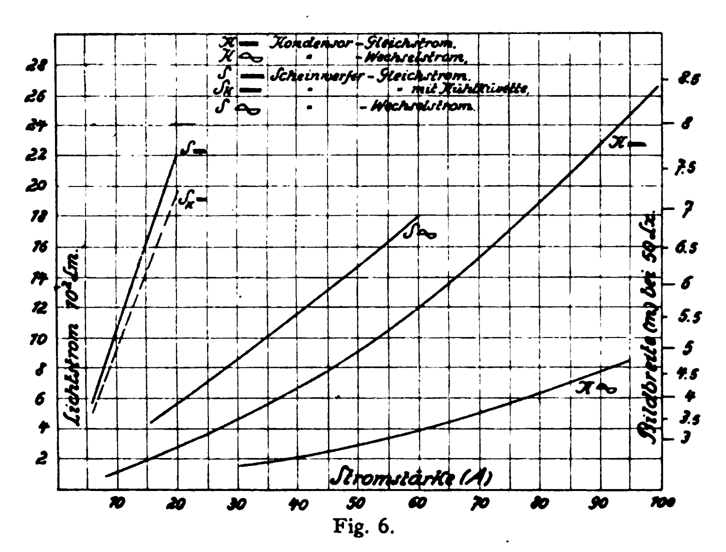


Fig. 6.

stehender Blende ungefähr 50 Lux beträgt. Daraus und aus der Größe der beleuchteten Fläche ergibt sich der sekundäre Lichtstrom Φ_2; durch Anwendung von Gl. (8) findet man schließlich den erforderlichen Wattverbrauch bzw. die Stromstärke der Kinolampe. Die Untersuchungen führten zu der graphischen Darstellung Fig. 6, aus der sich die sekundären Lichtströme bei den üblichen Gebrauchsstromstärken der Kinolampe ergeben. Auf der rechten Seite der Darstellung sind unter Voraussetzung von 50 Lux Schirmbeleuchtung bei blendenloser Apparatur die erreichbaren Breiten des Projektionsbildes aufgetragen.

In der Beleuchtungstechnik pflegt man eine Lichtquelle nach ihrer spezifischen Lichtleistung zu beurteilen; man gibt den pro Watt erzeugten Lichtstrom an (Lm/W). Bei Lichtquellen, die nur mit Vorschaltgeräten verwendet werden können (Bogenlampe), spricht man noch von einer praktischen spezifischen Lichtleistung. Es scheint empfehlenswert, den Begriff der spezifischen Lichtleistung auch in der Kinolichttechnik einzuführen, da er namentlich bei Kleinprojektoren eine sehr zweckmäßige Grundlage für die Beurteilung der Lichtwirkung darstellt. Es möge bezeichnen

L (Lm/W_l) die spezifische Lichtleistung; W_l ist der Wattverbrauch unmittelbar an der Lampe,

L_p (Lm/W_g) die praktische spezifische Lichtleistung; W_g ist der gesamte Wattverbrauch, einschließlich aller Vorschaltgeräte.

	L	L_p
Projektor mit dreiteiliger Blende	0,12 bis 0,18	0,05 bis 0,10
" " zweiteiliger "	0,16 " 0,25	0,07 " 0,14
" ohne Blende . . .	0,27 " 0,42	0,12 " 0,24

Die vorstehende Tabelle enthält die Werte von L und L_p für einen Kinoprojektor mit dreifachem Kondensator und -Lampe. Für die praktische spezifische Lichtleistung ist ein Umformer vom Wirkungsgrad $\eta = 0{,}65$ angenommen.

Nebenbei sei zum Vergleich erwähnt, daß bei einem Kleinprojektor mit Glühlampe die spezifische Lichtleistung rund 0,5 Lm/W beträgt (bei zweiteiliger Blende).

Bisher war nur das von der Lampe ausgestrahlte Licht berücksichtigt. Es bleibt noch zu untersuchen, in welchem Verhältnis der sekundäre Lichtstrom zur Gesamtstrahlung der Lichtquelle steht. Über die spektrale Energieverteilung des Bogenlichtes gibt uns die Wien-Plancksche Spektralgleichung[1]) Aufschluß:

$$H_\lambda = \frac{C}{\lambda^5\left(e^{\frac{c}{\lambda\Theta}} - 1\right)}. \tag{11}$$

Hierin bedeutet H_λ das Einzelemissionsvermögen für die Wellenlänge λ, e die Basis der natürlichen Logarithmen, C und c zwei Konstanten ($c = 1{,}46$ bei λ in cm), Θ die absolute schwarze Temperatur (3700^0 für den positiven Krater der Bogenlampe).

Aus der Wien-Planckschen Gleichung findet man die Kurve der Energieverteilung des Bogen-

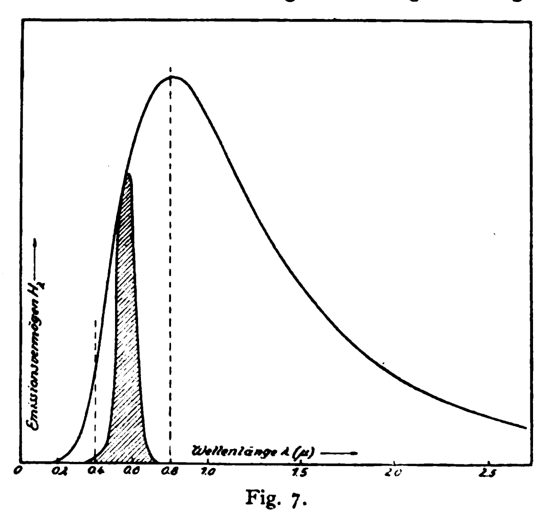


Fig. 7.

lichtes (Fig. 7). Die von ihr eingeschlossene Fläche stellt die Gesamtemission H dar. Die Verteilung der Strahlung auf die drei charakteristischen Hauptgebiete findet man durch graphische Integration und zwar für die ultraviolette Strahlung

$$H_v = \int_{\lambda=0,1}^{\lambda=0,4} H_\lambda \, d\lambda \sim 1\,\%, \tag{12}$$

für die sichtbare Strahlung (physikalischer Lichtstrom)

[1]) Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **2** (1900), S. 202; Ann d. Phys. **4** (1901), S. 553.

$$H_l = \int_{\lambda=0,4}^{\lambda=0,8} H_\lambda d\lambda \sim 25\,\%, \qquad (13)$$

für den dunklen Energiestrom (Wärmestrahlung)

$$H_w = \int_{\lambda=0,8}^{\lambda=\infty} H_\lambda d\lambda \sim 74\,\%. \qquad (14)$$

Der physikalische Lichtstrom ist nicht mit dem physiologisch empfundenen Licht identisch, da das Auge für die einzelnen Wellenlängen verschieden empfindlich ist. Das Integral für den physiologischen Lichtstrom enthält noch den Faktor für die Augenempfindlichkeit K_λ, es ist

$$\Phi = \int_{\lambda=0,4}^{\lambda=0,8} K_\lambda H_\lambda d\lambda. \qquad (15)$$

Berücksichtigt man noch diesen Faktor K_λ in der Emissionskurve, so stellt die schraffierte Fläche in Fig. 7 ein Relativmaß für den physiologischen

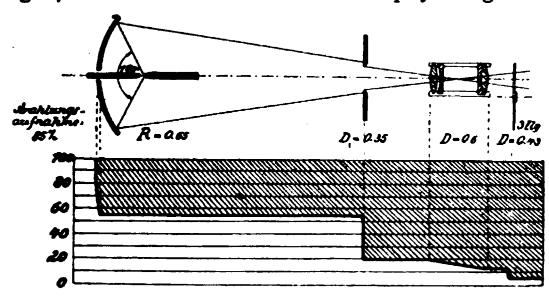


Fig. 8.

Lichtstrom dar. Man findet ihn durch graphische Integration zu rund 7 % der Gesamtemission ($\Phi_1 \sim 0{,}07\,H$). Da $\Phi_2 = P\,\Phi_1$, so ergibt sich

$$\Phi_2 \sim 0{,}001\,H, \qquad (16)$$

d. h. nur $1/1000$ der von der Bogenlampe emittierten Gesamtstrahlung gelangt als physiologischer Energiestrom auf den Projektionsschirm. Da überdies nur rund 50 % des Wattverbrauches der Bogenlampe in Strahlungsenergie umgesetzt werden[1]), so beträgt der physiologische Energiestrom nur $1/2000$ der der Bogenlampe zugeführten Energie.

2. Der Hohlspiegel als Beleuchtungsoptik.

a) Optischer Wirkungsgrad und spezifische Lichtleistung.

Die Ursache des geringen optischen Wirkungsgrades bei der Kondensorprojektion war in erster Linie die geringe Apertur. Ein Blick auf die graphische Darstellung Fig. 3 zeigt, wie schnell die Strahlungsaufnahme mit zunehmendem Öffnungswinkel steigt. Mit dem Kondensor ist, wie oben erörtert, eine Steigerung der Apertur nicht mehr möglich. Ersetzt man aber den Kondensor durch einen Hohlspiegel, so gelingt es tatsächlich, bei gleichmäßiger Bildbeleuchtung, Öffnungswinkel von 120° bis selbst 150° anzuwenden. Für die Kohlenstellung 3 (Fig 3) erhält man bei 150° eine Strahlungsaufnahme von 85 % gegenüber 30 % beim Kondensor.

Die Spiegeloptik ist weiterhin dadurch überlegen, daß das Reflexionsvermögen aller Spiegelmaterialien größer ist als das Durchlässigkeitsvermögen des Kondensors. Beispielsweise ist das Reflexionsvermögen von Nickel nach Hagen und Rubens[1]) 0,65; die mittlere Durchlässigkeit des Kondensors wurde oben zu 0,5 bestimmt. Die Lichtverluste am Filmfenster, im Objektiv und durch die rotierende Blende werden naturgemäß bei der Spiegelprojektion dieselben bleiben. Wir werden also einen optischen Wirkungsgrad bei Anwendung des Hohlspiegels erwarten dürfen, der

$$\frac{85}{30} \cdot \frac{0{,}65}{0{,}50} = 3{,}7 \text{ mal}$$

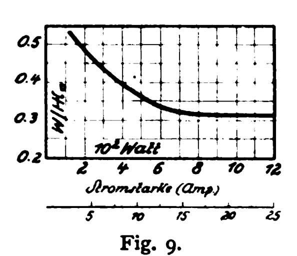


Fig. 9.

größer ist als bei der Kondensorprojektion. Die Lichtvermittlung bei der Hohlspiegelprojektion veranschaulicht Fig. 8. Es ergibt sich

bei dreiteiliger Blende . . . $P = 0{,}05$,
bei zweiteiliger Blende . . . $P = 0{,}07$,
bei blendenloser Apparatur $P = 0{,}12$.

Die wahren Verhältnisse bei der Energieumsetzung werden am besten wieder durch Angabe der spezifischen Lichtleistung dargestellt, die für eine ––×–Lampe nach den obigen Auseinandersetzungen an Hand der Figg. 9, 12 und 13 ermittelt werden kann. Fig. 9 zeigt den spezifischen Effektverbrauch ($W/HK_{\circ}$), Fig. 12 die Lichtverteilung der Lampe und Fig. 13 die mittlere hemisphärische Lichtstärke und den Lichtstrom bei den Gebrauchsstromstärken. Man findet

	L (Lm/W)
für den Projektor mit dreiteiliger Blende .	0,82 bis 0,99
„ „ „ „ zweiteiliger „ .	1,14 „ 1,38
„ die blendenlose Apparatur	1,9 „ 2,3

Wir stellen mit Hohlspiegeloptik eine im Mittel

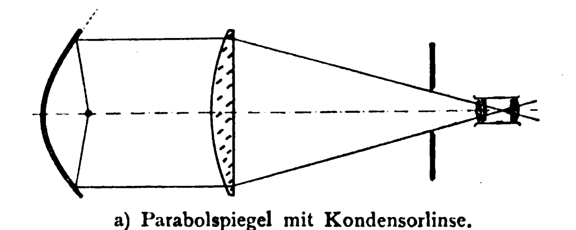
[1]) O. Lummer, Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik, S. 234.

[1]) Zeitschr. für Instrumentenkunde 19 (1899), S. 293.

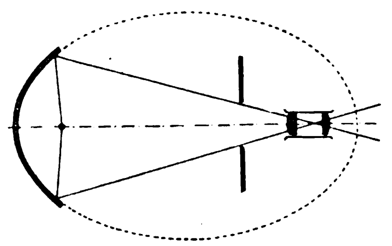
sechsfach höhere spezifische Lichtleistung des Kinoprojektors fest wie mit Kondensoroptik.

b) Die Systeme der Hohlspiegellampen in der Praxis.

Die erste Ausführungsform besteht aus einem Parabolspiegel kombiniert mit einer Kondensorlinse (Fig. 10a). Bei der zweiten Anwendungsart fallen sämtliche Linsen weg, das Licht wird nach dem Bildfenster hin gesammelt; die Spiegelform ist eine Ellipsoid (Fig. 10b). Beide Anordnungen sind mit gleichem Erfolg in der Praxis vertreten.



a) Parabolspiegel mit Kondensorlinse.



b) Kondensorlose Beleuchtung mit elliptoidischem Spiegel.

Fig. 10. Spiegelformen der Scheinwerferlampe.

Bei der Wahl des Spiegelmateriales wird man in erster Linie bestrebt sein, ein solches mit möglichst hohem Reflexionsvermögen zu finden. In Fig. 11 ist die Reflexion der Gesamtstrahlung für verschiedene Materialien dargestellt. Die inneren schraffierten Flächen stellen den reflektierten physiologischen Lichtstrom dar und sind überall gleich ($\Phi_r = 1$). Die von den oberen Kurven eingeschlossenen Flächen sind dann ein Maß der erforderlichen Gesamtstrahlung H, um den Lichtstrom 1 zu erzeugen. Die von den unteren Kurven eingeschlossenen Flächen stellen die reflektierte Gesamtenergie (R) und die oberen schraffierten Flächen die Reflexionsverluste dar. Aus der Darstellung erhellt, daß der silberhinterlegte Glasspiegel bei weitem das größte Reflexionsvermögen hat. Während bei niedrigen Stromstärken der Bogenlampe der Glasspiegel recht gut seinen Zweck erfüllt, treten bei höheren Stromstärken doch hin und wieder Bruchschäden auf. Auch Gegenzug im Vorführungsraum, die Zischflamme des Bogenlichtes, insbesondere der Flammenbogen bei Wechselstrom sind große Feinde des Glasspiegels. Besonders bedenklich ist die Schrägprojektion nach unten, wo der obere Rand des Spiegels der aufsteigenden Wärme und die Spiegelfläche ungleichmäßiger Ausdehnung ausgesetzt ist. Ähnlich steht es mit dem Silberbelag, der hin und wieder Risse bekommt oder sogar abblättert; die Folge ist, daß er sich in kurzer Zeit gelb färbt und erheblich an Reflexionsvermögen verliert. Bedenkt man schließlich, daß der Kinovorführer seine Geräte nicht wie in einem Laboratorium behandeln und pflegen kann, so ist zu erwägen, ob nicht doch gerade für Kinozwecke der Metallspiegel trotz seines geringeren Reflexionsvermögens am Platze ist. Zunächst wird man natürlich der Haltbarkeit der Oberfläche mißtrauen und Oxydation und damit den Verlust des Reflexionsvermögens befürchten. Es zeigt sich aber, daß gerade beim Nickelspiegel die Haltbarkeit nahezu unbegrenzt ist, vermutlich infolge der reduzierenden Wirkung des im Lichtbogen erzeugten Kohlenoxydes.

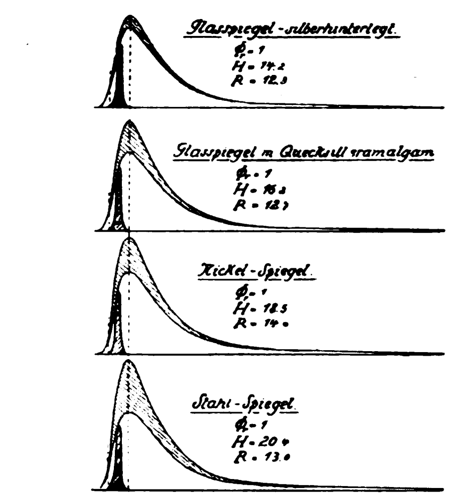


Fig. 11. Reflexionsvermögen von Glas- und Metallspiegeln.

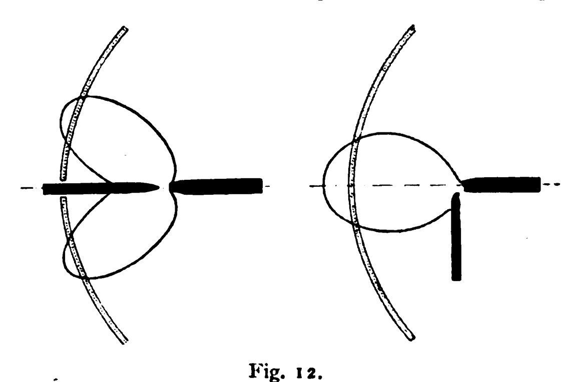


Fig. 12.

Für die Stellung der Kohlen bei Hohlspiegellampen haben sich zwei Anordnungen eingeführt, die in Fig. 12 dargestellt sind; gleichzeitig ist dort die Lichtverteilung mit angegeben. Fig. 13 zeigt die mittleren Lichtstärken in der wirksamen Hemisphäre und die daraus errechneten hemisphärischen

Lichtströme bei den Gebrauchsstromstärken der Hohlspiegellampen. Da noch die Lichtbogenspannung der –×– Lampe 45 bis 48, die der $^{-\times}_{\;|}$ Lampe 50 bis 55 Volt beträgt, so geht daraus und aus den Lichtstromkurven (Fig. 13) hervor, daß die spezifische Lichtleistung der –×– Lampe höher ist.

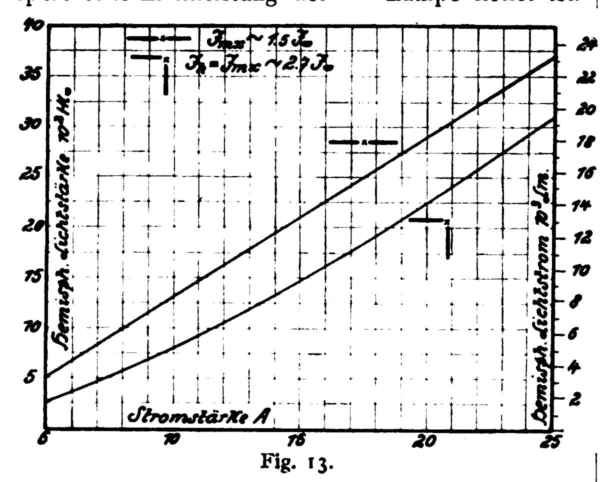


Fig. 13.

Durch die höhere Lichtbogenspannung der $^{-\times}_{\;|}$ Lampe ist ferner eine höhere Generatorspannung bedingt. Während bei der –×– Lampe wie bisher 70 Volt genügen, sind bei der $^{-\times}_{\;|}$ Lampe, namentlich bei geringen Stromstärken, 80 Volt und mehr erforderlich; andererseits muß der Vorführer fast ununterbrochen auf die Nachregulierung der Lampe bedacht sein, damit der Lichtbogen nicht abreißt. Die erhöhte Generatorspannung hat natürlich einen höheren Wattverbrauch zur Folge und setzt so die spezifische Lichtleistung des Projektors herab. Besondere Schwierigkeiten können bei Verwendung von Einankerumformern eintreten, die auf feste Sekundärspannung von 65 bis 70 Volt eingestellt sind. Hinzu kommt schließlich, daß die Stelle der größten Leuchtdichte im Krater der $^{-\times}_{\;|}$ Lampe während des Abbrandes nach dem oberen Rand wandert. Dieses Wandern des Kraters macht sich, namentlich bei zu schneller Nachregulierung, durch Helligkeitsschwankungen auf dem Projektionsbilde bemerkbar. Prüft man noch die Eignung der beiden Kohlenstellungen für Wechselstrom, so findet man auch eine Überlegenheit der –×– Lampe. In Fig. 14 sind maßstabsgerecht Spiegel und Flammenbildungen bei 60 Amp. dargestellt; bei der $^{-\times}_{\;|}$ Lampe würden sich nach kurzer Zeit die Rückstände der Leuchtzusätze der Effektkohlen in solcher Menge auf der Spiegelfläche niederschlagen, daß eine Verdunklung des Schirmbildes eintreten würde.

Von der Kohlenstellung, insbesondere ihrer Lichtverteilung, hängt die Größe des erforderlichen Öffnungswinkels bzw. des Spiegeldurchmessers ab. Aus Fig. 3 ist ersichtlich, daß bei der $^{-\times}_{\;|}$ Lampe ein Öffnungswinkel von rund 120° genügt, um fast den gesamten Lichtstrom aufzunehmen; bei der –×– Lampe soll der Öffnungswinkel des Spiegels so groß als möglich sein.

Bei der praktischen Durchkonstruktion von Hohlspiegellampen muß besondere Aufmerksamkeit den Bewegungsmechanismen, insbesondere der Spiegeleinstellung gegeben werden. Infolge des großen Schnittweitenverhältnisses 1 : 6 bis 1 : 9 würde die geringste unbeabsichtigte Spiegelverstellung, namentlicher toter Gang der Getriebe, eine Wanderung des Lichtkreises auf dem Filmfenster und dadurch eine teilweise Verdunkelung des Schirmbildes zur Folge haben. Eine Lösung zur praktischen Beseitigung des toten Ganges und zur Erreichung einer zweckmäßigen Feineinstellung ist die Differentialspindel (Fig. 15). Ihre Wirkung ist ohne weiteres verständlich. Fig. 16 zeigt die Scheinwerferlampe der Ernemann-Werke A.-G. Dresden mit elliptoidischem Nickelspiegel. Ihre

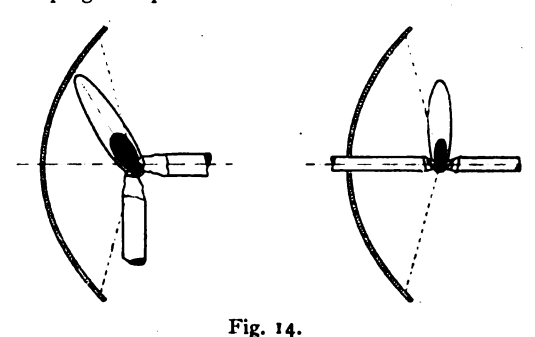


Fig. 14.

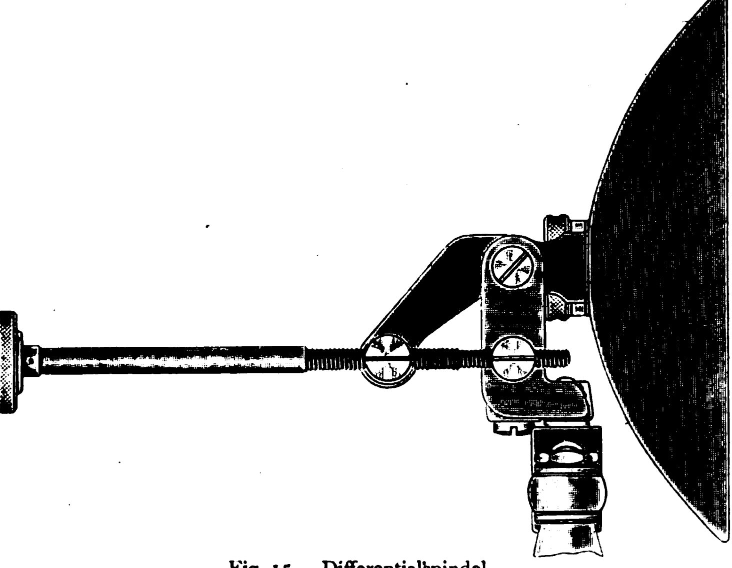


Fig. 15. Differentialspindel.

Leistung ist aus der graphischen Darstellung Fig. 6 bei Gleich- und Wechselstrom ersichtlich.

Würde man die Gleichstromstärke über den in der Darstellung angegebenen Maximalwert von 20 Amp. hinaus noch steigern, so würde die Lichtstromkurve ziemlich schnell nach rechts umbiegen und schließlich parallel zur Abszisse verlaufen.

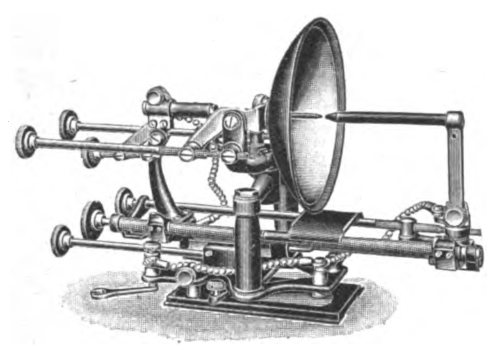


Fig. 16.

Das ist eine typische Eigenschaft aller Hohlspiegellampen, die ihre Erklärung durch Fig. 17 findet. Die Leuchtdichte des Kraters bleibt bekanntlich bei allen Stromstärken annähernd konstant, während bei zunehmender Stromstärke sich lediglich die Kraterfläche vergrößert. Von dem Augenblick an, wo der Durchmesser des vom Spiegel erzeugten Kraterbildes gleich ist der Diagonale des Filmbildes,

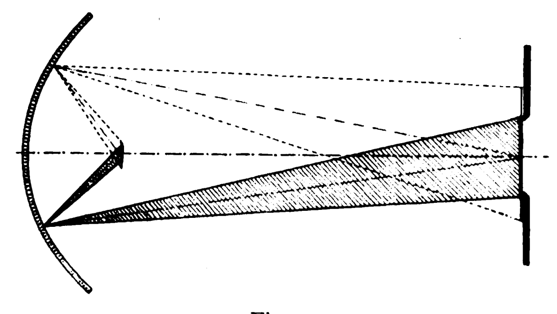


Fig. 17.

kann eine Zunahme der Schirmbeleuchtung nicht mehr stattfinden. Sind höhere Lichtstromwerte, wie in der Darstellung angegeben, erforderlich, so muß der Spiegel gegen einen solchen längerer Brennweite ausgetauscht werden, bei dem durch entsprechende Wahl des Schnittweitenverhältnisses die Kratervergrößerung reduziert wird. Da der Öffnungswinkel beibehalten werden muß, ist eine Vergrößerung des Spiegeldurchmessers erforderlich. Das sind Tatsachen, die bereits aus der Scheinwerfertechnik bekannt sind. Ebenso würde natürlich eine Erhöhung der Leuchtdichte durch Temperatursteigerung des positiven Kraters zum Ziele führen, und es ist nicht ausgeschlossen, daß hier die Bedeutung der Goerz-Beck-Kohle in der Kinotechnik liegt.

c) Filmfenstertemperaturen bei Kondensor- und Hohlspiegelbeleuchtung.

Ein Nachteil war bei Einführung der Hohlspiegellampen von vornherein vorauszusehen, das ist die erhöhte Temperatur im Filmfenster. Während bei der Kondensorprojektion der dunkle Energiestrom in hohem Maße durch die Glasmassen absorbiert wird, wird er beim Hohlspiegel mit reflektiert und erzeugt so die erhöhte Temperatur im Filmfenster. Fig. 18 zeigt die Ergebnisse von Messungen, die mit einem Nickel-Konstantan-Thermoelement im Filmfenster bei den verschiedensten Anordnungen ausgeführt wurden, und zwar enthält die rechte Seite der Darstellung dieselben Lichtstromkurven wie Fig. 6; auf der rechten Seite können zu den Lichtströmen die Filmfenstertemperaturen abgelesen werden. Die Messungen bestätigen die Voraussagen und die Wünsche aus der Praxis nach Kühlvorrichtungen

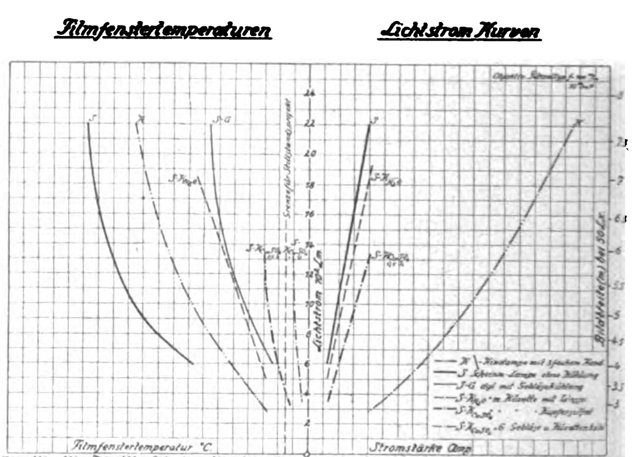


Fig. 18.

sind berechtigt. Zunächst liegt es nahe, die seit langem in der Projektionstechnik bekannte Kühlküvette für stehendes oder fließendes Wasser zu verwenden. Stehendes Wasser erreicht bald die Siedetemperatur, Küvetten für fließendes Wasser, die an die Wasserleitung angeschlossen werden, zeigen den Nachteil störender Blasenbildung und dadurch beträchtlicher Lichtverluste. Einen sehr zweckmäßigen Ausweg veranschaulicht Fig. 19. Dort wird die Flüssigkeit, die den dunklen Energiestrom aus der Strahlung der Lichtquelle herausfiltrieren soll und sich dadurch naturgemäß erwärmt, durch eine in das Gefäß eingebaute, an die Wasserleitung oder ein Vorratsgefäß angeschlossene Kühlschlange gekühlt und erreicht nicht höhere Temperaturen als 45 bis 50° C. Bei richtiger Wahl der Oberfläche der Kühlschlange beträgt der stündliche Wasserverbrauch nur 8 bis 12 l. Die Wirkung einer solchen Küvette mit Wasser- und Kupfersulfatfüllung ist aus Fig. 18 ersichtlich;

es gelingt sogar, mit der Kupfersulfatfüllung bei 8 Amp. Stromstärke der Hohlspiegellampe eine Temperatur im Filmfenster zu erreichen, bei der der Film niemals brennen, also stehend projiziert werden kann. Eine zweite Methode der Temperaturerniedrigung ist die Gebläsekühlung, die den Vorteil besitzt, daß die bei der Küvettenkühlung unvermeidlichen Lichtverluste fortfallen. Wie die Fig. 17 veranschaulicht, ist die Wirkung größer als bei der Wasserkühlung. Durch Kombination der Kupfersulfat- und Gebläsekühlung ist sogar Stillstandsprojektion bis zu den höchsten Stromstärken möglich.

Die wirtschaftliche Bedeutung der neuen Hohlspiegellampen für das Kinogewerbe leuchtet ohne

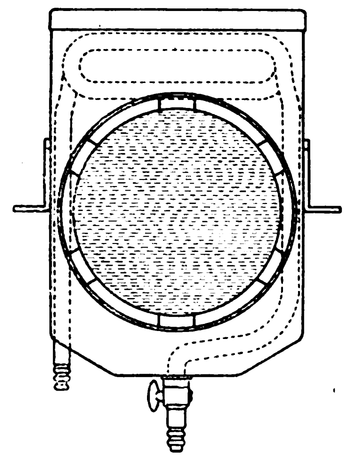


Fig. 19.

weiteres ein, und es gibt nur noch wenige Kinotheater, die sich von der alten Kondensoranordnung nicht trennen können. Die günstigste Ausnützung der aufgewendeten elektrischen Energie ist natürlich nur dann möglich, wenn zu den Hohlspiegellampen Umformergeräte entsprechender Leistung verwendet werden. Im allgemeinen wird man aus wirtschaftlichen Rücksichten beim alten Umformer für höhere Leistung bleiben müssen. Bei der geringen Belastung, die die Hohlspiegellampen erfordern, geht naturgemäß der Wirkungsgrad beträchtlich zurück, und die praktische spezifische Lichtleistung des Projektors mit Spiegeloptik steigt nicht in dem Maße wie ohne Berücksichtigung der Vorschaltgeräte. Trotzdem beträgt die Ersparnis unter diesen ungünstigen Verhältnissen noch 65 bis 70 %. Sie ist so beträchtlich, daß die Bedeutung der Hohlspiegellampen, wie oftmals behauptet worden ist, dadurch keineswegs eingeschränkt wird.

Zusammenfassung.

1. Es wird eine mathematische Formulierung des Zusammenhanges zwischen Lichtwirkung auf dem Projektionsschirm und der der Kinolampe zugeführten Energie gegeben.

2. Die Begriffe „optischer Wirkungsgrad" und „spezifische Lichtleistung" des Kinoprojektors werden definiert und zahlenmäßige Werte dafür ermittelt.

3. Mit Hilfe der Wien-Planck'schen Spektralgleichung wird das Verhältnis des physiologischen Energiestromes zur Gesamtstrahlung erörtert.

4. Bei Ersatz des Kondensors durch einen Hohlspiegel wird eine im Mittel sechsfach höhere spezifische Lichtleistung erzielt.

5. Die Systeme der Hohlspiegellampen in der Praxis werden besprochen und Mittel angegeben, wie die bei Hohlspiegellampen erhöhte Temperatur im Filmfenster reduziert wird.

(Eingegangen am 20 Juli 1923.)

Zur photometrischen Messung von Glühfadentemperaturen.

(Mitteilung aus dem Optischen Laboratorium der Osram-Gesellschaft.)

Von Otto Reeb.

Wenn auch das Wiensche Verschiebungsgesetz nur für den schwarzen Körper streng gültig ist, so gilt doch ein ganz ähnliches auch für andere undurchsichtige Temperaturstrahler[1]), soweit sie keine erhebliche Selektivität der Strahlung aufweisen: Die Farbe des von einer Wolframglühlampe ausgesandten Lichtes ist ein Maß für die Temperatur des Glühfadens. Die Farbe einer Lampe, die sich auf einer höheren Temperatur befindet als eine andere, erscheint blau im Vergleich zu dem mehr roten Licht der zweiten Lampe. Kennt man die Abhängigkeit zwischen der Temperatur einer Lampe einerseits und ihrer Belastung[2]) andererseits, so kann man also durch photometrischen Farbenvergleich und Einregulierung der Vergleichslampe auf die Farbe der untersuchten Lichtquelle aus der photometrischen Messung ihre Temperatur angeben. Diese Meßmethode ist auch für technische Vergleiche sehr wichtig, da sie im Gegensatz zu der üblichen Messung der Watt/HK den Temperaturwert des Glühfadens liefert. Zu genauen Messungen müßte man allerdings die Fadenmitte ausblenden, damit die Temperaturfarbe nicht durch die infolge der Wärmeableitung kühleren Fadenenden gefälscht wird.

Nach Versuchen von Forsythe[3]) ist bei

[1]) Vgl. O. Lummer und E. Pringsheim, Verhdlg. der Deutsch. Phys. Ges. **1** (1899), S. 215.

[2]) Vgl. M. Pirani und A. R. Meyer, ETZ. 1912, Heft 28.

[3]) W. E. Forsythe, Journal of the Op. Soc. Amer. **6** (1922), 476.



Temperaturen von etwa 2400° abs. mit dieser Methode eine Genauigkeit von etwa 3° erreichbar. Schwierigkeiten bereitet diese Arbeitsweise erst, wenn Temperaturen bestimmt werden sollen, die höher liegen als die höchste Temperatur, mit der die Vergleichslampe belastet werden darf. Dieser Fall liegt oft bei der Messung gasgefüllter Lampen vor, da nur für Vakuumlampen eine eindeutige Beziehung zwischen Temperatur und Belastung besteht. Eine starke Überlastung gefährdet die Vergleichslampe und macht ihre Messung wegen der auftretenden Schwärzung und wegen der dann nötigen Beschleunigung der Messung unsicher.

Man kann sich dadurch helfen, daß man vor der Vergleichslampe eine Blauscheibe einschaltet. Dann entspricht die Farbe dieser Lampe mit der Blauplatte einer höheren als der eigentlichen Lampentemperatur. Die Veränderung der scheinbaren Lampentemperatur durch Vorschalten der Blauscheibe ist sicher abhängig von der Temperatur der Lampe selbst, da sich bei Änderung der spektralen Energieverteilung der auftreffenden Strahlung auch die durchgelassene Strahlung ändern wird. Es bestand also die Aufgabe, die scheinbare Temperaturerhöhung durch ein Blaufilter in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur der benutzten Lampe zu bestimmen. Zu ihrer Lösung wurde zunächst die Durchlässigkeit einer Blauglasscheibe[1]) mit einem König-Martenschen Spektralphotometer ausgemessen (Fig. 1).

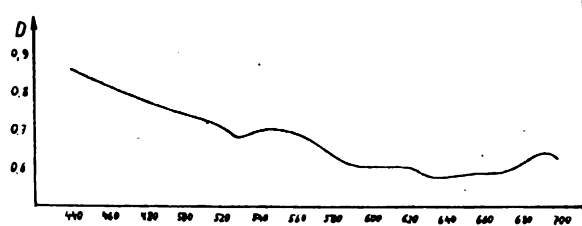


Fig. 1. Durchlässigkeit der Blauscheibe (*D*).

Um das Problem rechnerisch erfassen zu können, mußte für die zu einer Lampentemperatur gehörige Farbe eine eindeutige Kennzahl gefunden werden. Es wurde angenommen, daß das Auge dann gleiche Farben sieht, wenn der spektrale Schwerpunkt der Helligkeitsempfindungskurve bei der gleichen Wellenlänge (λ_φ) liegt. Diese Annahme wäre dann streng richtig, wenn sich zu jedem Schwerpunkt wieder nur eine eindeutig bestimmte Helligkeitskurve zuordnen ließe. Diese Bedingung ist für den schwarzen Strahler offenbar erfüllt, da hier die Helligkeitskurve gegeben ist durch das Produkt aus der für jede Wellenlänge konstanten Empfindlichkeit des Auges mit der aus der Planckschen Formel folgenden Energieverteilung, deren Schwerpunkt eine eindeutig umkehrbare Funktion der Temperatur ist. Da aber die durch die Absorption der Blauscheibe modifizierte Helligkeitskurve infolge der Form der Absorptionskurve nicht genau mit einer bestimmten — einer anderen Temperatur entsprechenden — Helligkeitskurve des schwarzen Strahlers übereinstimmen wird, stellt die Benutzung des spektralen Schwerpunktes der Helligkeitskurve nur ein Näherungsverfahren dar, dessen Übereinstimmung mit der Erfahrung durch Messungen bestätigt werden muß. Die Wellenlänge des spektralen Schwerpunktes (λ_φ) hat also keine physikalische Bedeutung; sie ist nur eine Kennzahl für den Farbeneindruck einer Energieverteilung. Mathematisch definiert ist sie als das arithmetische Mittel aus den Wellenlängen des sichtbaren Spektrums, wenn jede Wellenlänge mit dem Gewicht der ihr zugehörigen Helligkeitsempfindung eingesetzt wird. Sie ist also nach der Formel:

$$\lambda_\varphi = \frac{\sum_{440}^{680} \lambda \lambda \cdot H_\lambda}{\sum_{440}^{680} \lambda H_\lambda}$$

zu berechnen.

Hierin bedeuten:

λ_φ = spektraler Schwerpunkt;
λ = Wellenlänge in $\mu\mu$;
H_λ = die zu λ berechnete Helligkeitsempfindung (= Energie nach der Planckschen Gleichung multipliziert mit der Empfindlichkeit des Auges für das betr. λ nach Ives.)

Die Rechnung wurde zunächst für eine Reihe schwarzer Temperaturen (und von 5 $\mu\mu$ zu 5 $\mu\mu$) durchgeführt. Dadurch wurde eine Kurve für die Abhängigkeit des optischen Schwerpunktes von der schwarzen Temperatur des betr. Strahlers erhalten (Fig. 2).

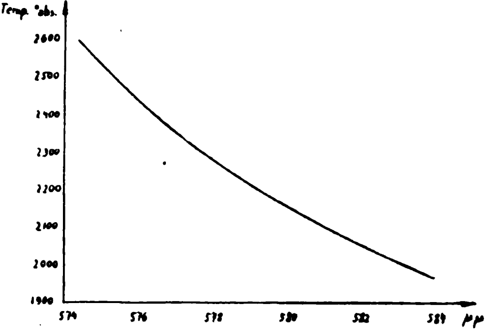


Fig. 2. Abhängigkeit des spektralen Schwerpunktes von der Temperatur (schwarze Temp. ° abs.).

Sodann wurden für die betr. Temperaturen die berechneten Helligkeitswerte (H_λ) mit den

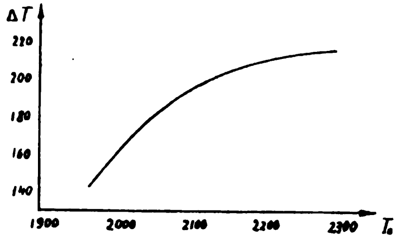
[1]) Beziehbar von Fr. Schmidt u. Haensch-Berlin.

zugehörigen Durchlässigkeitswerten der Blauplatte (D_λ) multipliziert. So ergab sich als Kennzahl für die Farbe der Lampe mit Blauscheibe der optische Schwerpunkt.

$$\lambda_\varphi' = \frac{\sum_{440}^{680} \lambda \cdot H_\lambda \cdot D_\lambda}{\sum_{440}^{680} H_\lambda \cdot D_\lambda}.$$

Für diesen Wert kann dann aus Fig. 2 die zugehörige scheinbare Temperatur der Vergleichslampe abgelesen werden.

Fig. 3 zeigt die Veränderung der scheinbaren Lampentemperatur durch die Blauscheibe.



ΔT = Temperaturerhöhung durch die Blauscheibe.
T_0 = Schwarze Lampentemperatur (° abs.).

Fig. 3. Scheinbare Erhöhung der schwarzen Lampentemperatur durch die Blauscheibe.

Man sieht, daß der Einfluß der Blauscheibe innerhalb des betrachteten Bereichs mit wachsender Temperatur der Lampe zunimmt.

Zur Erprobung der Methode wurden folgende Kontrollmessungen ausgeführt: Zwei normale Wolfram-Vakuumlampen wurden auf der Photometerbank gegeneinander auf Farbe verglichen. Die Normallampe befand sich auf 1,30 Watt/HK_h, entsprechend 2000° C Fadentemperatur.[2]) Dann wurde einmal vor ihr (Messung 1), das andere Mal vor der Vergleichslampe (Messung 2) die Blauscheibe eingeschaltet und die Farbengleichheit durch Spannungsänderung an der Vergleichslampe herbeigeführt Um auch für eine höhere Temperatur einen Vergleichswert zu haben, wurde dann die Vergleichslampe nochmals gegen die bei 0,945 Watt/HK_h = 2110° C brennende Normallampe ausgewertet (Messung 3) Hierbei befand sich die Blauscheibe vor der Normallampe.

Die Messungsergebnisse waren:

Messung Nr.		1	2	3
Wahre Temperatur der Normallampe	(° C)	2000	2000	2110
Schwarze „ „ „	(° abs.)	2120	2120	2213
„ „ „ Vergl.-Lampe	(° abs.)	2314	1968	2408
Erhöhung der Lampentemp. durch die Blauscheibe	gemessen	194	152	192
	berechnet	199	143	211
	Differenz	− 5	+ 9	− 19

Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung erscheint durchaus befriedigend, besonders wenn man die Unsicherheit bei der Messung der höchsten Temperatur (2408° schw. Temp.) infolge der Überlastung der einen Lampe berücksichtigt.

Zusammenfassung.

Zur photometrischen Farbmessung hoher Temperaturen muß man oft die scheinbare Temperatur der Normallampe durch Verhalten von Blauscheiben erhöhen. Es wird eine Methode angegeben und an einen Beispiel durchgeführt, die gestattet, den Einfluß einer bekannten Blauscheibe zu berechnen. Die Prüfung der errechneten Werte durch Versuche zeigt eine befriedigende Übereinstimmung.

(Eingegangen am 10. Juli 1923.)

Über ein neues Photometer sehr hoher Empfindlichkeit.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G., Abteilung Scheinwerferbau, Leipzig-Leutzsch.)

Von G. Gehlhoff und H. Schering.

In ihrer Arbeit „Photomètre Universel Sans Ecran Diffusant" in der Zeitschrift „Revue D'Optique" No. 1, 1922, S. 1 machen die Herren Ch. Fabry und H. Buisson auf Seite 4 in einer Anmerkung die Feststellung, daß die Optische Anstalt C. P. Goerz einige Zeit nach der ersten Veröffentlichung der genannten Herren im Journal de physique, Heft 1, 1920, und zwar in der Physikalischen Zeitschrift XXII, S. 71, 1921 ein Photometer beschrieben habe, das auf dem gleichen Prinzip beruhe als das ihrige. Diese Anmerkung kann den Anschein erwecken, als ob es sich bei dem Photometer der Optischen Anstalt um eine Nachahmung des Photometers von Fabry und Buisson handelt. Nach der endgültigen Regelung der Patentfrage sind wir in der Lage, einer solchen Meinung unter Anführung einwandfreier Dokumente entgegenzutreten.

Durch die Patentschrift des Deutschen Reiches Nr. 358256 ist der Optischen Anstalt C. P. Goerz vom 25. Dezember 1919, dem Anmeldungstage, ab ein solches Photometer zur Messung schwächster Beleuchtungsstärken geschützt. Es ist selbstverständlich, daß die Ausarbeitung und Entwicklung des Photometers weit vor dem Anmeldungstage liegt. Außerdem handelt es sich in der oben angeführten Arbeit aus der Physikalischen Zeitschrift nur um ein Referat, während die Originalveröffentlichung von Gehlhoff und Schering bereits im Juli 1920 bei der Zeitschrift für technische Physik eingegangen und dort im Jahrgang I, Heft 11, S. 247 erschienen ist. Die erste Arbeit von Fabry und Buisson erschien im Heft 1 des

Journal de physique im Jahre 1920, also nach unserer Patentanmeldung, wenn auch vor unserer ersten Veröffentlichung. Sie kam jedoch erst im Sommer 1921 in unsere Hände (siehe auch Referat in den Physikalischen Berichten, Jahrgang II, S. 1262, November 1921). Es kann demnach auch eine Abhängigkeit zwischen unseren Veröffentlichungen und denen von Fabry und Buisson nicht vorhanden sein.

Auf die konstruktiven Unterschiede, die in der Anordnung der beiden lichtsammelnden Objektive beruhen, und durch die dem Photometer der Optischen Anstalt C. P. Goerz eine universellere Verwendbarkeit zukommt, ist bereits in dem Referat in den Physikalischen Berichten II, S. 1292, 1921 hingewiesen worden.

(Eingegangen am 24. Juli 1923.)

Mitteilungen aus Technik und Industrie.

Über Neuerungen an Quecksilberdampfstrahlpumpen.

Von H. Loosli und F. Lauster.

(Mitteilung aus dem Versuchslaboratorium der Allgemeinen Physicochemischen Aktiengesellschaft Hannover.)

Seit Gaedes genialer Konstruktion der Diffusionspumpe ist man in Wissenschaft und Technik eifrig bemüht, den Ausbau der Quecksilberdampfhochvakuumpumpe in jeder Hinsicht zu vervollkommnen.[1])

Unter Vermeidung des Diffusionsvorganges und Ausnutzung der wertvollen Erfahrungen des Maschinenbaues ist der Bau von Pumpen geglückt, deren Quecksilberdampfstrahl ejektorartige Saugwirkung ausübt. Dabei fand der von Langmuir eingehend studierte Einfluß der Kondensation besondere Berücksichtigung.

Damit ist der Wissenschaft und Technik ein Instrument in die Hand gegeben, das sämtliche Gase und Dämpfe mit Ausnahme des Quecksilberdampfes absaugt. Mit einer konstanten und von der Temperatur unabhängigen Sauggeschwindigkeit wird das lediglich durch Vorgänge im Rezipienten festgelegte Endvakuum erreicht. Während also in dieser Hinsicht kaum noch ein Grund zu Verbesserungen vorliegt, ist man besonders bei dauernder Inanspruchnahme vor die Notwendigkeit eines rationellen Betriebes gestellt.

[1]) Diese Verbesserungen sind ausführlich dargestellt bei A. Goetz, Physik und Technik des Hochvakuums, Sammlung Vieweg, 1923.

Eine Ökonomie kommt in Sonderheit bei der Wahl der Heizung und der unbedingt notwendigen Vorpumpe in Frage. Die nachstehend erörterten Neuerungen beanspruchen, einen wesentlichen Beitrag zu diesbezüglichen Verbesserungen zu liefern.

Die ursprünglich eingeführte Bunsenbrennerheizung muß infolge des dauernd schwankenden Gasdruckes als unzuverlässig gelten. Dabei führen die Leuchtgasflammen zu ausgiebiger Bildung von Kondenswasser am Kühler, das nur bei größter Vorsicht und dauernder Überwachung von den gefährdeten heißen Glasteilen ferngehalten werden kann.

Auch die elektrische Heizung der Pumpen weist noch große Nachteile auf. Die Methode, einen Lichtbogen im Innern der Pumpe zur Verdampfung des Quecksilbers zu benutzen, ist als

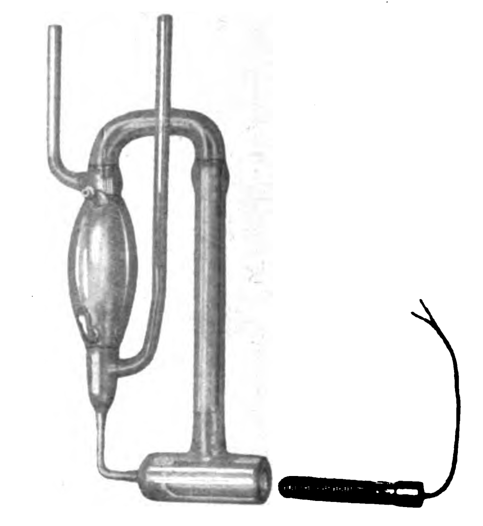


Fig. 1.

unsicher zu bezeichnen, da bei schlechtem Vorvakuum das Quecksilber verschmutzt, der Lichtbogen erlischt und damit die Heizung unterbrochen wird. Dagegen leidet die elektrische Außenheizung an unnötig hohem Wattverbrauch und verursacht durch Verbrennung des Drahtes infolge Oxydation dauernde Reparaturen.

Vorstehende Mängel gaben den Anlaß zu ausgedehnten Untersuchungen im hiesigen Laboratorium, um eine Heizung zu finden, die Betriebssicherheit, Sparsamkeit, lange Lebensdauer und leichte Handhabung in sich vereint.

Die elektrische Widerstandsheizung ist beibehalten, jedoch ein Heizkörper von handlicher Patronenform konstruiert, der sich leicht in eine Aussparung des Quecksilbersiedegefäßes einführen läßt (Fig. 1).

Eine Wasserstoffatmosphäre von abgeglichenem Druck schützt den Draht vor oxydierenden Einflüssen und verknüpft gleichzeitig damit eine hohe

Wärmeleitfähigkeit. Der Chromnickeldrahtwiderstand mit einem Temperaturkoeffizienten von 0,00025 ist so gewählt, daß die Heizpatrone direkt an die Netzspannung angelegt werden kann. Ein Energieverbrauch von ca. 128 Watt ermöglicht noch ein sicheres Arbeiten der Pumpe bei einem Vorvakuum von 18 mm, das von jeder brauchbaren Wasserstrahlpumpe geliefert wird. Dabei wird ein Endvakuum von ca. 0,09 mm erhalten. Durch Hintereinanderschaltung einer zweiten Kondensationspumpe mit elektrischer Innenheizung von ca. 120 Watt Energieverbrauch wird alsdann ein Hochvakuum von 10^{-6} mm erzielt.

Fig. 2 stellt eine derartige Pumpenzusammenstellung dar.[1])

Nachdem somit die Frage der rationellsten Heizung zufriedenstellend gelöst war, wurde nunmehr zur Konstruktion einer sparsam arbeitenden Vorpumpe geschritten.

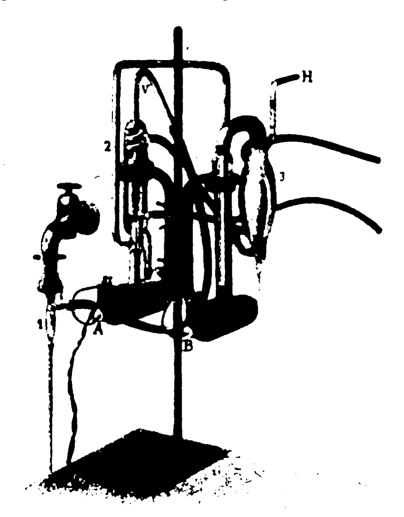


Fig. 2.

Sobald es sich um die ständige Aufrechterhaltung von hohen Luftverdünnungen in Gefäßen handelt, in denen beständig geringe Gasspuren abgegeben werden, so muß eine Vorpumpe dauernd oder von Zeit zu Zeit in Betrieb gesetzt werden, um die von der Quecksilberdampfstrahlpumpe abgesaugten Gase fortzuschaffen. Dabei sei nur an Quecksilberdampfhochspannungsgleichrichter, Hochvakuumdestillationen oder sonstige Apparaturen zu wissenschaftlichen Untersuchungen erinnert. Dem Fachmann ist reichlich bekannt, welche Gefahren der dauernde Betrieb einer Vorpumpe, sei es Wasserstrahl- oder Ölpumpe, in sich birgt; ganz abgesehen von den beträchtlichen Strom- oder Wasserverbrauch und der unvermeidlichen Abnutzung.

[1]) Sie wird von der Firma Präzisionsphysik G. m. b. H. Berlin N. 39, hergestellt.

Die bestehende Schwierigkeit wurde nun durch Kombination der Quecksilberdampfstrahlpumpe mit einer Sprengelschen Fallpumpe überwunden. Wie aus Fig. 3 ersichtlich, fällt das kondensierte Quecksilber vor seinem Rücklauf in das Siedegefäß durch eine Kapillare *E*, wobei jeder Tropfen eine Luftblase einklemmt und nach der äußeren Atmosphäre transportiert. Der Betrieb der gesamten Anlage gestaltet sich folgendermaßen:

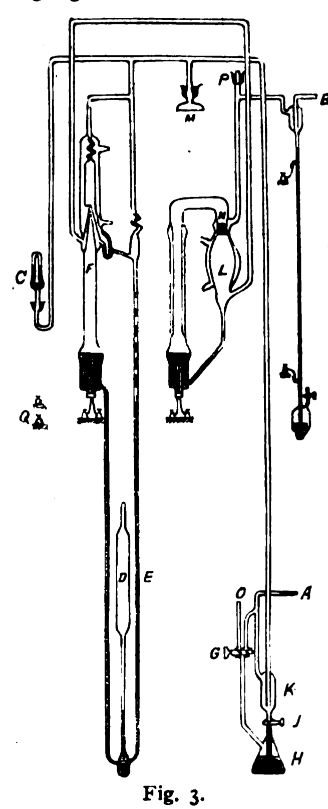


Fig. 3.

Die Gefäße *D* und *H* und die Pumpe *L* werden mit Quecksilber bis zur angebrachten Marke gefüllt. Der Hahn *G* wird so gestellt, daß das Gefäß *H* mit dem Rohr *O* verbunden ist. Nunmehr kann an *A* irgendeine Pumpe angeschlossen werden, die ein Vorvakuum von mindestens 18 mm erzeugt, wobei der Hahn *J* geschlossen sein muß. Sobald das nötige Vorvakuum erreicht ist, wird die elektrische Heizung der Pumpen *F* und *L* eingeschaltet, nachdem das Kühlwasser angestellt worden ist. Nach ca. 10 Minuten haben sich die Pumpen *F* und *L* soweit erwärmt, daß dieselben arbeiten. Jedoch empfiehlt es sich, noch weitere 15 Minuten mit der Vorpumpe zu pumpen. Alsdann wird der Hahn *J* langsam geöffnet und das Quecksilber infolge des Luftdruckes aus dem Gefäß *H* in das Gefäß *K* bis zu der angebrachten Marke hochgedrückt. Sobald der Hahn *J* wieder geschlossen ist, kann die Vorpumpe abgestellt werden. Nunmehr ist die ge-

samte Anlage nach der äußeren Atmosphäre hin unter Vermeidung der unzuverlässigen Dichtung von Glashähnen abgeschlossen. Die Anlage kann jetzt sich selbst überlassen werden, da die automatisch wirkende Vorpumpe in Tätigkeit tritt.

Die beiden, zu vorstehendem Aggregat vereinigten Pumpen sind so konstruiert, daß selbst bei merklich schwankendem Vorvakuum immer noch Hochvakuum garantiert ist. Zu diesem Zweck war zu erstreben, daß die Arbeitsgebiete beider Pumpen sich in weitgehendem Maße überlappen. Diesem Bedürfnis ist durch die Konstruktion der Parallelstrahlpumpe entsprochen.

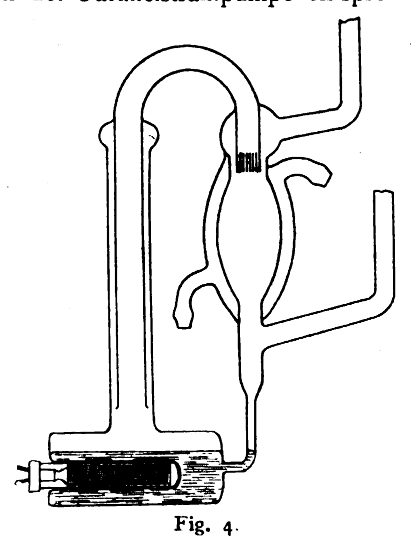


Fig. 4.

Wie aus Fig. 4 ersichtlich, wird durch Einbau von Widerständen in Form eines Gitters oder konzentrischer Röhrchen der Dampfstrahl von Wirbeln befreit, dadurch daß den einzelnen Dampfpartikeln gleiche Richtung erteilt wird. Außerdem wird die Poiseuillesche Geschwindigkeitsverteilung in der als zylindrisch anzusehenden Düse durch die eingebauten Widerstände gestört. Es tritt in jeder Ringdüse eine getrennte Poiseuillesche Verteilung auf, die jedoch bei der geringen Spaltweite praktisch als homogen anzusehen ist. Damit ist erreicht, daß über den gesamten Querschnitt sämtliche Stromfäden des Dampfstrahles gleiche Größe und Richtung besitzen und der Dampfstrahl infolge seiner Homogenität imstande ist, bei verhältnismäßig geringer Heizung gegen ein relativ schlechtes Vorvakuum anzukämpfen. Nachstehende Tabelle gibt hierüber Aufschluß.

Heizung	Düse	Vorvakuum	Endvakuum
128 Watt	mit Röhrchen	0,48 mm	10^{-6} mm
128 Watt	ohne „	0,14 mm	10^{-6} mm

Während also der Einbau von Widerständen in die Düse den Arbeitsbereich der Pumpe vorteilhaft erweitert, erleidet die Sauggeschwindigkeit keine Einbuße, wie ein experimenteller Vergleich mit einer Pumpe ohne eingebaute Widerstände ergibt. Dieser Tatbestand erhellt bereits daraus, daß die für die Sauggeschwindigkeit maßgebende Spaltweite keine Änderung erfährt, da keine Widerstände in den Saugkanal selbst, sondern lediglich in den Weg des Dampfstrahles eingeführt wurden.

Die beschriebenen Neuerungen lassen sich demnach dahingehend zusammenfassen:

1. Es wird eine ökonomisch und betriebssichere Heizung von Quecksilberdampfhochvakuumpumpen beschrieben.

2. Eine automatische Pumpenanlage zur dauernden Aufrechterhaltung hoher Luftverdünnung wird in Betrieb und Wirkungsweise auseinandergesetzt.

3. Durch Erzeugung eines Parallelstrahles wird der Wirkungsgrad einer Quecksilberkondensationspumpe erhöht.

Besprechungen.

Greinacher, H., **Einführung in die Ionen- und Elektronenlehre der Gase.** Experimentalvorlesungen. 121 S., 64 Abb. i. T. Paul Haupt, Akademische Buchhandlung, vormals Max Drechsel, Bern 1923. Grundpreis 4,— M.

Das weitverzweigte Gebiet der modernen Ionenlehre der Gase findet in diesem Werkchen in 15 Einführungsvorlesungen eine knappe, didaktisch geschickte Darstellung. Entsprechend seiner Entstehung aus Experimentalvorlesungen heraus ist das Hauptgewicht auf die Auswahl typischer Versuche gelegt; diese können, was Einfachheit der Mittel und Übersichtlichkeit der Anordnung anlangt (aus Photographien und Skizzen zu ersehen) als vorbildlich bezeichnet werden. Dabei ist auch die quantitative Seite der Sache nicht zu kurz gekommen; erwähnt sei eine e/m-Bestimmung an Glühelektronen und eine Ionisierungsspannungsmessung. Dies bringt mit sich, daß auch tiefergehende theoretische Erörterungen eingeflochten werden mußten; wenn diese vielleicht stellenweise etwas zu wenig dem Verständnis eines Anfängerauditoriums entgegenkommen (wie etwa die Herleitung der Richardsonschen Formel), so muß dies der Anlage des Ganzen zugute gehalten werden.

Im einzelnen werden behandelt: Gesetze der Gasionen im allgemeinen (Gesetze der Stromleitung in ionisierten Gasen, Rekombination, Diffusion, Beweglichkeit der Ionen), Leitfähigkeit der Flammengase, Thermionen (anschließend Elektronenröhren, unelastische Elektronenstöße), Photoelektronen. Mehr vielleicht noch als dem Studierenden wird das Buch dem Lehrer bieten, als wertvoller Ratgeber für die Vorbereitung von Experimentalvorlesungen.

W. Bothe.

Goetz, A., **Physik und Technik des Hochvakuums.** VIII, 144 S., 69 Abb. i. T. Sammlung Vieweg. Heft 64. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1922.

Der Verfasser unternimmt es, zum erstenmal eine zusammenfassende Darstellung der Literatur des Hochvakuums zu geben. Da er über eigene umfangreiche Erfahrung auf diesem Gebiet verfügt, so ist die fachmännische und systematisch geordnete Beschreibung der einschlägigen Arbeitsmethoden lebhaft zu begrüßen und es dürfte außer Zweifel stehen, daß die Schrift sich in weiten Kreisen der Physik und Technik zahlreiche Freunde wirbt.

Das Buch zerfällt in vier Hauptteile. Der erste handelt von den Pumpen und ist in eine Beschreibung der Vorpumpen und der Pumpen für das Hauptvakuum gegliedert. Er enthält außerdem einen wichtigen Abschnitt über das

Verhalten der Gasmoleküle bei extrem niedrigen Drucken, in denen besonders die theoretischen Entwicklungen von Gaede und Knudsen wiedergegeben sind. Der zweite handelt von den Vakuumkriterien nämlich von den Vakuummanometern und den glühelektrischen Erscheinungen in Entladungsröhren. Im dritten werden die Hilfsmittel der Vakuumtechnik (Reinigen der Gefäße, Schliff, Trockenmittel), die Methode des Evakuierens durch Absorptionsmittel (Kohle) und die Gesichtspunkte bei der Konstruktion von Hochvakuumröhren (Dimensionierung usw.) beschrieben. Im letzten Hauptteil endlich wird der Gang der Evakuierung, der wichtige Prozeß des Entgasens der Metalle und das Abschmelzen der Rezipienten besprochen. F. Henning.

Koelsch, K., **Das spierelige Wesen der Wellen in Anwendung auf Licht und Farben.** 95 S., 57 Abb. i. T., 8 z. T. farb. Tafeln. Helwinghsche Verlagsbuchhandlung, Hannover 1922.

Der Verfasser ist Oberstleutnant a. D. der ehemaligen bayrischen schweren Artillerie. Dieser Umstand hat mich veranlaßt, das Buch auf seinen wesentlichen Inhalt zu prüfen, wenn der Titel ja auch nicht gerade hierzu verlockt. Die Haupterkenntnisse des Verfassers beruhen auf den (allerdings erst im Anhang des Buches entwickelten) Eigenschaften der Büschel konzentrischer archimedischer Spiralen $r = e^{\varphi}$, alle mit ihnen konzentrischen Kreise und alle durch ihr Zentrum gehenden Geraden unter dem Winkel $\pi/4$ zu schneiden. Ferner macht der Verfasser sich noch die Eigenschaft eines Büschels von n derartigen Spiralen, die ein konzentrisches Kreislinienstück des Zentriwinkels δ in $n - 1$ gleiche Teile teilen, zu nutze, auf einem beliebig gezogenen Radius n Stücke abzuschneiden, die sich zueinander wie $1 : \sqrt[n]{e^{\delta}}$ verhalten. Er wählt nun $\delta = \log \operatorname{nat} 2$, $n = 12$ und findet so auf jedem Radius 12 Punkte, deren Zentralabstände sich wie $1 : \sqrt[12]{2}$ verhalten. Diesen Punkten ordnet er die Tonhöhen der 12 Stufen eines Oktavenintervalls nach der gleichschwebenden Stimmung zu.

Diese Idee der gleichschwebenden Stimmung benutzt der Verfasser zu einer entsprechenden Intervallteilung des sichtbaren Spektralbereichs. Er nimmt die Wellenlänge der gerade noch sichtbaren Farbe am kurzwelligen Ende mit 4000 Å-E, am langwelligen mit 8000 Å.-E. an. Dies Intervall wird in 18 Stufen des Verhältnisses $1 : \sqrt[18]{2}$ geteilt. Die beiden Endstufen werden mit Violett bezeichnet und als physiologisch identisch angenommen. Die Farben der 18 Stufen werden in einem Kreise (ähnlich Ostwald) angeordnet und in einem hübschen Bild wiedergegeben. Der Ostwaldsche Farbenkreis ist daneben gestellt. Damit ist der wissenschaftliche Inhalt des Buches erschöpft. Alles weitere entspringt aus dem Bestreben, überall in der Naturwissenschaft archimedische Spiralen, die der Verfasser „Spierelen" nennt, als wirksam nachzuweisen. Überall, wo eine einigermaßen gekrümmte Kurve auftritt, sieht der Verfasser eine Spirale, auch in der Bahn unserer guten alten Erde, die nach Koelsch keine Ellipse, sondern eine Abart der Spierele, nämlich eine „Schnürzerrele" beschreibt. Die Notwendigkeit der Einführung dieser Bahnkurvenart in die Astronomie folgert Verfasser aus der Tatsache, daß nur in einem Brennpunkt der Erdbahn eine Sonne steht. Die „Schnürzerrele" ist nämlich eine Kurve mit nur einem „Brennpunkt". W. Hort.

Vogtherr, K., **Wohin führt die Relativitätstheorie?** Kritische Betrachtungen vom physikalischen und erkenntnistheoretischen Standpunkt aus. 75 S. Otto Hillmann, Leipzig 1923.

Die vorliegende Schrift steht in der Grundauffassung der oben genannten von Lenard äußerst nahe; sie kommt ebenfalls zur Ablehnung der Relativitätstheorie und will eine „Aufklärungsschrift für das gebildete Publikum" sein. „Es ist wirklich sehr an der Zeit, daß die Einsteinschen Ideen aus der Öffentlichkeit verschwinden. Denn sie müssen, früher oder später, unvermutlich zur Folge haben, daß die Naturwissenschaft, zum mindesten die exakte, bei dem breiten Publikum in Mißkredit kommt." Dieser Satz könnte — abgesehen von einigen Fremdwörtern — auch in der oben erwähnten Schrift Lenards stehen. Der Verfasser erörtert dann die Schwierigkeiten in den Grundlagen der Einsteinschen Lehre. Das relativistische, sogenannte Prinzip von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit wird, zum Teil in Anlehnung an die Frickeschen Ausführungen, für sinnlos erklärt; die „Relativierung der Wirklichkeit" und die „Relativität der Zeit" in ihrem Verhältnis zu Positivismus und Solipsismus kennzeichnen die Bedenklichkeit des erkenntnistheoretischen Standpunkts der Relativitätstheorie. Ausführlich wird das Uhrenparadoxon, „wie es die Relativisten euphemistisch nennen", erörtert und der Verfasser versteht es, durch das von ihm erfundene Beispiel einer „explodierenden Uhr" die Sache dem Leser ganz besonders klar zu machen; an dieser Stelle dürfte allerdings der Angelpunkt liegen, der die Undurchführbarkeit der relativistischen Lehre erweist. Sehr bemerkenswert ist die Entschiedenheit, mit welcher der Verfasser der so verbreiteten Meinung entgegentritt, daß nur der mathematisch Gebildete die Relativitätstheorie zu beurteilen vermöge; ihm liegen die Dinge vielmehr umgekehrt: „Jedem Nurmathematiker ist der Austritt aus dem Gehäuse seiner Spekulationen in die wirkliche Welt physikalischen Geschehens verwehrt." Ein Schlußabschnitt über den Erkenntniswert der Mathematik beschließt diese außerordentlich lesenswerte und verständlich geschriebene Schrift, die vor allem denjenigen zur Beachtung empfohlen werden kann, welche bisher blindlings die Relativitätmode mitgemacht haben. E. Gehrcke.

Guertler, W., **Metalltechnischer Kalender.** 2. Jg. Gebr. Bornträger, Berlin 1923.

Das im vergangenen Jahre begonnene Unternehmen hat der Verfasser durch die Herausgabe des vorliegenden neuen Jahrganges in dankenswerter Weite weitergeführt; damit ist auch für das Arbeitsgebiet der Metalltechnik eine Zusammenstellung geschaffen worden, die in handlicher Form die wichtigsten Grundregeln und Zahlensammlungen vereinigt. Nicht nur der Fachmann wird diesen Kalender, dessen vorzügliche Ausstattung noch besonders hervorgehoben werden muß, gern zur Hand nehmen, sondern auch als Einführung wird der sachlich ausgewählte Inhalt gute Dienste leisten. Eine besondere Empfehlung erübrigt sich nach diesen Feststellungen.

Da das Büchlein zum ersten Male an dieser Stelle zur Besprechung kommt, mag etwas ausführlicher auf den Inhalt eingegangen werden.

Den Ausgangspunkt bilden die reinen Metalle mit ihren wichtigsten Grundeigenschaften nebst einigen Angaben wirtschaftlicher Art. Die Herstellung und der innere Aufbau der binären Legierungen wird an der Hand verschiedener Schliffbilder und einer großen Anzahl von Zustandsdiagrammen besprochen, für einige wichtige ternäre Legierungen auf Grund verschiedener Übersichtsbilder. Die für die Praxis so wichtige Frage der Widerstandsfähigkeit von Metallen und Legierungen gegen chemische Einwirkungen wird sehr ausführlich behandelt und durch übersichtliche Tabellen unterstützt. Die nächsten Abschnitte beschäftigen sich mit der Dichte, dem Volumen und der Farbe der Legierungen. Recht ausführlich sind auch die Ausführungen über die Wärme- und elektrische Leitfähigkeit, nur scheinen in diesem Zusammenhange die für die Elektrotechnik wichtigen Widerstandsmaterialien, über die doch verhältnismäßig umfangreiche Beobachtungswerte vorliegen, etwas zu kurz gekommen zu sein. Es folgen dann Abschnitte über die Thermoelektrizität und magnetischen Eigenschaften der Metalle und Legierungen. Die Darstellung der mechanisch-technologischen Eigenschaften ist gegenüber

der ersten Auflage ganz bedeutend erweitert worden und gibt nunmehr auch in gedrängter Übersicht ein Bild der üblichen modernen Prüfverfahren. Auf Einzelheiten kann hier leider nicht eingegangen werden. Die restlichen Abschnitte des Textteiles sind fast ausschließlich den Hilfsmitteln für metallurgische Arbeiten gewidmet; hier bedauert Berichterstatter, daß die Abschnitte über Laboratoriumsöfen und Temperaturmessung nicht neu bearbeitet wurden, obgleich auf diesen Gebieten verschiedene Fortschritte — es sei nur an den elektrischen Schmelzofen nach Nernst und Tammann erinnert — zu verzeichnen sind. Ein ausführliches Sachverzeichnis erleichtert das Arbeiten mit diesem Büchlein.

Noch ein Hinweis: Vielleicht ist gerade der in regelmäßiger Folge erscheinende Metalltechnische Kalender die geeignete Stelle zur Aufnahme eines Rückblickes über die Arbeiten und Forschungsergebnisse des jeweils vergangenen Jahres, wie ihn der Herausgeber kürzlich in knapper Form für die Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure verfaßt hat. Eine solche Zusammenstellung im Rahmen des besprochenen Kalenders würde sicherlich von vielen Seiten mit Freude begrüßt werden. Retzow.

Möller, M., **Kraftarten und Bewegungsformen.** Die äußeren Bewegungen mit einführender Aufgabensammlung. 8°. VIII, 148 S., 72 Abb. i. T. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1922.

Eine kleine, klare „Anleitung zur Aufstellung von Rechnungsansätzen für die mathematisch-physikalische Behandlung von Bewegungsvorgängen". Aus dem grundlegenden Gesetz der Massenbewegung, dem Antriebsatz, werden die Beziehungen für Geschwindigkeiten, Fliehkräfte, Drücke und manches andere abgeleitet, durch Beispiele vor allem aus dem Hauptarbeitsgebiet des Verfassers, dem Wasserbau, erläutert und vertieft durch Ausblicke auf Weltkörper wie auf Molekeln, auf die Gravitation wie auf die elektrischen Vorgänge. Das alles läßt sich nach Ansicht des Verfassers mechanisch deuten; er verspricht darüber Näheres in einer zweiten Lieferung seines Buches.

Bei allen Sätzen und Beispielen — im einzelnen möchte man hier und da berichtigen oder kürzere Wege für die meist elementaren Rechnungen vorschlagen — wird besonderer Wert auf die Fragen gelegt: Welche Dimension hat die Größe? Wo bleibt die umgesetzte Energie? Der Verfasser belegt aus seiner reichen Erfahrung — jeder, der technisch gestaltet oder lehrt, wird ihm beistimmen — daß auch der Kundige Fehler meiden kann, wenn er bei jedem Ansatz Dimension und Leistungsbilanz prüft.

E. Everling.

Schürer-Waldheim, M., **Chemisch-Technisches Rezept-Taschenbuch.** 3. A. 8°, XVI, 563 S. A. Hartleben, Wien 1921.

Dies rezeptmäßig verfaßte „Hand- und Hilfsbuch für Gewerbetreibende und Industrielle jeder Art usw." enthält auch für den technischen Physiker unter seinen etwa 50 Abteilungen eine große Reihe brauchbarer und praktischer Angaben. Es sei hier erwähnt: Abdichtungsmittel, Kautschukbehandlung, Klebemittel, Lacke und Firnisse, Metallbearbeitung, Poliermittel, Reinigungsmittel, Schmiermittel, Siegellack, Staub bindende Mittel, Tränkungsmittel. Die physikalischen Praktikumsbücher sind ja leider in dieser Beziehung unvollständig. Auf Seite 1 findet sich übrigens ein Fehler, indem unter den elektrischen Isolierstoffen auch Metalle angeführt werden. R. Swinne.

Wissenschaftliche Nachrichten.

AEF, Ausschuß für Einheiten und Formelzeichen.

Masse und Gewicht.

(April 1922.)

1. Die Masse eines Körpers ist das Maß seiner Trägheit, das ist seines Widerstandes gegen Beschleunigung. Die Masse ist gleich dem Quotienten der auf den Körper wirkenden Kraft durch die von ihm erzeugte Beschleunigung, also z. B. gleich dem Gewicht des Körpers geteilt durch die Fallbeschleunigung an dem Ort.
2. Die Schwerkraft eines Körpers an einem Ort ist die an diesem Ort auf ihn ausgeübte gesamte Massenanziehungskraft. Sie ist gleich dem Produkt der Masse des Körpers und der Schwerbeschleunigung an dem Ort.
3. Das Gewicht eines Körpers an einem Ort der Erde ist die an diesem Ort auf den ruhenden Körper im luftleeren Raum wirkende Mittelkraft aus der Schwerkraft und der gesamten, durch die Drehung und Wanderung der Erde bedingten Scheinkraft. Das Gewicht ist gleich dem Produkt aus der Masse des Körpers und der Fallbeschleunigung an dem Ort und ändert sich somit im gleichen Verhältnis wie die Fallbeschleunigung.
4. Die Last eines Körpers ist die Kraft, die der ruhende Körper im lufterfüllten Raum auf die Wage ausübt. Die Last ist gleich dem Gewicht vermindert um den Betrag des Luftauftriebs.
5. Das Sichtgewicht eines Körpers ist das auf einer Wage im lufterfüllten Raum unmittelbar abgesehene Gewicht. Die Abweichung des Sichtgewichts von dem Gewicht des Körpers, beruht auf dem Unterschiede des Auftriebs des Körpers und der Gewichtsstücke. Das Sichtgewicht ist mit der Dichte der Luft veränderlich.
6. Die Schwerebeschleunigung ist die einem Körper durch seine Schwerkraft erteilte Beschleunigung. Sie ändert sich daher mit dem Ort und mit der Zeit im gleichen Verhältnis wie die Schwerkraft.
7. Die Fallbeschleunigung g ist die einem Körper durch sein Gewicht — also durch das Zusammenwirken von Schwerkraft und gesamter Scheinkraft — im luftleeren Raum erteilte Beschleunigung. Die Fallbeschleunigung ist gleich der geometrischen Summe aus der Schwerebeschleunigung und der Scheinkraftbeschleunigung und ändert sich mit dem Ort und mit der Zeit im gleichen Verhältnis wie das Gewicht des Körpers.
8. Als Normalwert der Fallbeschleunigung gilt $g = 980{,}665 \text{ cm/s}^2 = 9{,}80665 \text{ m/s}^2$. Häufig genügt es, für g die abgerundeten Werte 9,81 oder 9,8 oder 10 m/s² je nach der verlangten Genauigkeit zu setzen.

Erläuterungen.

von M. Weber, Fr. Auerbach und W. Jaeger.

Zu dem Entwurf XIII, Gewicht, vom Januar 1914 haben sich 9 Bezirksvereine des Vereins Deutscher Ingenieure, der Verein Deutscher Maschineningenieure, die Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft und 6 Einzelpersonen geäußert.

Alle Äußerungen, bis auf die zweier Einzelpersonen, lauten grundsätzlich zustimmend und betonen mit Genugtuung die Wichtigkeit der im Entwurf gegebenen klaren Unterscheidung der Begriffe Gewicht und Masse. Der Wunsch, daß die Worte Gewicht und Masse auch heut wie ehemals als identisch zu benutzen seien, wird unter Schilderung der geschichtlichen Entwicklung nur von einem Beurteiler vertreten. Eine einzige Antwort ist glatt ablehnend.

Der bisherige Entwurf über Gewicht bestand, abgesehen von der sich anschließenden Erläuterung, nur aus zwei Sätzen und lautete: „Der Ausdruck ‚Gewicht' bezeichnet eine Größe gleicher Natur wie eine Kraft; das Gewicht eines Körpers ist das Produkt seiner Masse in die Beschleunigung der Schwere".

Ein Beurteiler vermißt im zweiten Satz den Hinweis, daß das Gewicht keine einem Körper zukommende unver-

änderliche physikalische Eigenschaft ist, sondern sich im gleichen Verhältnis wie die Erdbeschleunigung g ändert. Er hält es für geboten, daß eine normale Erdbeschleunigung angegeben werde. Diesem Vorschlag ist in der neuen Fassung Rechnung getragen.

Von anderer Seite wird im Zusammenhang mit der Begriffsfestlegung von Gewicht eine Erklärung des Begriffs Masse gefordert. Auch diesem Wunsche ist stattgegeben worden.

In Zukunft wird also unter Zugrundelegung der klassischen Mechanik deutlich zwischen dem Gewicht eines Körpers als einer Kraft und seiner Masse unterschieden. Weiter dürfen aber auch das Gewicht und die aus der reinen Massenanziehung hervorgehende Schwerkraft eines Körpers nicht als vollständig übereinstimmend betrachtet werden, wenn sich auch im praktischen Gebrauch der Unterschied nur selten geltend macht.

Im folgenden wird erläutert, wie die Wagekräfte, die Gewichte, die Schwerkräfte und die Massen zweier Körper mittels einer Wägung verglichen werden können. Die Wage in der Form eines doppelarmigen Hebels, vergleicht nicht unmittelbar die beiden Massen rechts und links, sondern zunächst auf Grund des Hebelsatzes die beiderseitigen Kraftmomente und bei Kenntnis der Hebelarme auch die Wagekräfte rechts und links, welche kurz als Lasten bezeichnet werden. Diese Lasten sind Mittelkräfte, je zusammengesetzt aus der Schwerkraft, aus der durch die Drehung und Wanderung der Erde bedingten Scheinkraft und dem Auftrieb. Wird das Ergebnis einer Wägung durch den unmittelbar abgelesenen Nennwert der Gewichtsstücke, also ohne Berücksichtigung der Auftriebe, ausgedrückt, so erhält man das Sichtgewicht des Körpers. Erst nach Berücksichtigung der im allgemeinen verschiedenen Auftriebskräfte rechts und links, also nach Zurückführung der Wägung auf den luftleeren Raum, sowie nach Berichtigung etwaiger Fehler der Wage und der Gewichtsstücke ergeben sich die beiderseitigen Gewichte, die somit, trotz Gleichgewicht des Wagebalkens, verschieden groß ausfallen. Nun erst können unter der besonderen Voraussetzung, daß die Fallbeschleunigungen g rechts und links gleich groß sind, auch die beiden Massen verglichen werden, andernfalls ist bei Verschiedenheit von g, wie dies bei einzelnen wissenschaftlichen Versuchen künstlich herbeigeführt wird, noch eine besondere Umrechnung erforderlich. Sollen auch die der reinen Massenanziehung entsprechenden Schwerkräfte der beiden Körper ermittelt werden, so ist auf beiden Seiten je die Mittelkraft aus dem Gewicht und dem Entgegengesetzten der Scheinkraft zu bilden. Da letztere dem Gewicht gegenüber stets sehr klein ist, tritt in praktischen Rechnungen der Unterschied zwischen Gewicht und Schwerkraft meist nicht zutage.

Die Begriffserklärungen in der neuen Fassung entspringen nicht dem Bestreben, theoretische Verfeinerungen herauszuarbeiten, sondern der Notwendigkeit, den Bedürfnissen der Praxis und der Wissenschaft gerecht zu werden und eine den tatsächlichen Verhältnissen entsprechende einheitliche und natürliche Grundlage für das physikalische und technische Maßsystem zu schaffen. — Das Gewicht eines Körpers wird am sorgfältigsten durch eine Wägung, d. h. durch Messung mittels der Hebelwage — am besten einer gleicharmigen — bestimmt. Daher sind bei Festlegung des Begriffs Gewicht die bei der Wägung tatsächlich bestehenden Verhältnisse zugrunde zu legen. Wird die Wägung, wie es wiederholt geschehen ist, unmittelbar im luftleeren Raum vorgenommen, so scheiden die beiderseitigen Auftriebskräfte der Luft aus, und es wirken auf jeden der beiden Vergleichskörper, den zu wägenden Körper und die Gewichtsstücke, nur zwei, im Sinne der klassischen Mechanik Newtons aber grundverschiedene Ursachen:

1. die aus der Massenanziehung entspringende Schwerkraft und
2. die durch die Bewegung der Erde bedingte Scheinkraft.

Die Mittelkraft dieser beiden ist das meßbare Gewicht.

Die Schwerkraft des Körpers ist die bei der Wägung an ihm auftretende gesamte Massenanziehungskraft; sie rührt nicht nur von der Erde her, sondern auch von der Sonne, dem Monde und den andern Himmelskörpern. Die Anziehung der Erde überragt bei weitem die von den andern Massen ausgehende; doch sind die von Sonne und Mond hervorgerufenen Schwerewirkungen schon seit längerer Zeit in den Bereich der Messungen gerückt und im übrigen auch der unmittelbaren Anschauung, z. B. bei den Erscheinungen der Ebbe und Flut, zugänglich. Die Schwerkraft ändert sich mit dem Ort und mit der Zeit der Beobachtung. Für die meisten Fälle der Praxis genügt ein fester abgerundeter Wert.

Die Scheinkraft wird nach den Gesetzen der relativen Ruhe und Bewegung eines Körpers bezüglich der gegen den Fixsternhimmel beschleunigt bewegten Erde bestimmt. Die oben gegebene Erklärung des Begriffs Gewicht setzt einen auf der Erde ruhenden Körper voraus. Für diesen Fall relativer Ruhe ist die sogenannte „erste Scheinkraft" nach Größe und Richtung durch das Produkt aus der Masse des Körpers und dem Entgegengesetzten der Beschleunigung des Erdortes gegeben, wobei sich diese geometrisch aus den beiden Beschleunigungen zusammensetzt, welche der Drehung der Erde um ihre Achse und ihrer beschleunigten Bewegung relativ zum Fixsternhimmel entspringen. Die aus der Erddrehung sich ergebende Beschleunigung überwiegt bei weitem, und so genügt es in einfachen Fällen die ihr entsprechende Scheinkraft, d. i. die Fliehkraft, allein in Rechnung zu stellen. Handelt es sich um einen auf der Erde bewegten Körper, so ist zu der ersten noch die „zweite Scheinkraft oder Corioliskraft" nach den Lehren der relativen Bewegung hinzuzufügen.

Alle diese an einem Körper angreifenden Massenanziehungs- und Scheinkräfte ergeben in ihrer Gesamtheit das Gewicht des Körpers, welches wie jene beiden Kräfte mit dem Ort und mit der Zeit veränderlich ist.

Die Verfeinerung der Messungen gestattet die Gewichtswirkungen eines Körpers mit großer Genauigkeit zu bestimmen. Aber nicht nur die eben erörterten Kräfte und ihre Veränderungen sind der Messung zugänglich, sondern durch den Versuch ist auch festgestellt worden — was theoretisch längst bekannt war — daß sich das Gewicht eines Körpers an einem Ort der Erde nicht, wie oben vorausgesetzt ist, durch eine Mittelkraft darstellen läßt, sondern durch zwei Vektoren, eine Kraft und gleichzeitig ein Kräftepaar, welche beide mit der Zeit veränderlich sind. In den meisten Fällen der Anwendung ist allerdings das Gewicht auch weiterhin durch eine einfache Mittelkraft darzustellen, dort aber, wo die zwei Vektoren des Gewichts selbst Gegenstand der Untersuchung sind, ist natürlich eine Verfeinerung des oben gegebenen Begriffs Gewicht in dem eben besprochenen Sinne nicht zu umgehen. Strecker.

Berlin. Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Photographisch-photometrische Registrierungen, wie sie von dem Physikalischen Institut der Universität Hamburg gemäß der Mitteilung[1]) vom Dezember 1921 vorgenommen werden, führt nunmehr, soweit das Übersetzungsverhältnis 1 : 1 in Frage kommt, die Physikalisch-Technische Reichsanstalt aus. Der hierfür durch das Entgegenkommen der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft der Reichsanstalt zur Verfügung gestellte Komparator[2]) ist der gleiche, wie er in der genannten Mitteilung unter Nr. 2 beschrieben

[1]) Zeitschr. f. Phys. VIII (1922). — Ann. d. Phys. (IV) **66** (1921), S. 497. — Phys. Zeitschr. **23** (1922), S. 105. — Zeitschr. f. techn. Phys. **4** (1923), S. 41. — Zeitschr. f. wiss. Photogr. **22** (1923), S. 120. — Zeitschr. f. Elektrochemie **28** (1922), S. 151. — Zeitschr. f. phys. Chemie **101** (1922), S. 323.

[2]) F. Goos, Phys. Zeitschr. **22** (1921), S. 648.

ist; er dient für die Photometrie von Röntgenspektrogrammen, Absorptionsspektren von Farbstoffen usw.

Die Prüfungsgebühren für eingesandte Platten oder sonstige Objekte werden vorläufig nach der zu der Arbeit verbrauchten Zeit berechnet.

Die Ausführung von mikrophotometrischen Registrierungen mit dem Übersetzungsverhältnis 1 : 8 und 1 : 47 (vgl. l. c.) erfolgt nicht in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, sondern kann nach näherer Vereinbarung bis auf weiteres im Physikalischen Institut der Universität Hamburg ausgeführt werden.

Charlottenburg und Hamburg, im Oktober 1923.

Der Präsident der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt	Der Direktor des Physikalischen Instituts der Universität Hamburg
Nernst.	P. P. Koch.

Personalnachrichten.

Berlin. Im Alter von 72 Jahren verschied emerit. ord. Professor für magnetische und elektrische Maßeinheiten und Meßmethoden sowie für Experimentalphysik an der Technischen Hochschule in Berlin Geh. Reg.-Rat Dr. Leo Grumnach.

Berlin. Privatdozent für Physik an der Berliner Technischen Hochschule Dr. Franz Weidert wurde zum nichtbeamteten außerordentlichen Professor ernannt.

Berlin. Prof. Dr. Herbert Freundlich, wissenschaftliches Mitglied des Kaiser Wilhelm-Instituts für physikalische Chemie und Elektrochemie, wurde zum Honorarprofessor an der Berliner Universität ernannt und erhielt einen Lehrauftrag für Kolloidchemie.

Danzig. A. o. Professor für Physik Dr. Alfred Kalähne an der Technischen Hochschule zu Danzig wurde zum persönlichen ordentlichen Professor ernannt.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Am Freitag, den 26. Oktober 1923 verschied unser langjähriges Mitglied, Herr Geheimer Regierungsrat, Professor Dr. Leo Grumnach, ordentlicher Professor für Physik an der Technischen Hochschule und Mitglied der Reichsanstalt für Maß und Gewicht, Berlin-Charlottenburg. Sein verdienstvolles Wirken als Lehrer und seine tiefschürfenden Forschungen auf verschiedenen Gebieten, sind allgemein bekannt.

Die Gesellschaft wird dem Dahingeschiedenen treues Andenken bewahren.

Dr. Gehlhoff, 1. Vorsitzender.

In der Hauptversammlung in Bonn am 18. September 1923 sind folgende Beschlüsse gefaßt worden:

1. Einladungen zu den Berliner Sitzungen sollen bis auf weiteres nur an Groß-Berliner Mitglieder ergehen.

2. Es wird von allen deutschen und österreichischen Mitgliedern eine Umlage erhoben. Sie beträgt für Groß-Berliner Mitglieder 3,—, für auswärtige Mitglieder 2,—, für Firmen usw. 6,— Goldmark. Physikalische Institute der Universitäten und Hochschulen sollen von der Umlage verschont bleiben. Für österreichische Mitglieder beträgt die Umlage 2 Goldkronen (laut Vereinbarung mit der Wiener Ortsgruppe, vertreten durch Herrn Profesosr Thirring). Bei den Ortsgruppen, die einen Sonderbeitrag für ihre Mitglieder erheben, wird dieser noch von den einzelnen Ortsgruppen direkt bekannt gegeben.

Die Umlage ist in Rücksicht auf die schwierige finanzielle Lage der Gesellschaft umgehend zu zahlen, und zwar entweder durch Goldkontenscheck oder durch Goldanleihe ($^3/_4$, $^1/_2$ resp. $1^1/_4$ Dollar) oder Rentenmark. Alle Zusendungen sind an das Büro der Gesellschaft Berlin W. 30, Nollendorfplatz 6 zu richten.

Die vorausgegangene Mitteilung über die Umlage wird hierdurch aufgehoben.

3. Der Bezugspreis für die Physikalischen Berichte wird für das letzte Vierteljahr einschließlich Registerheft auf eine Grundzahl mal Buchhandelsschlüsselzahl festgesetzt. Die Grundzahl beträgt 14, für Mitglieder der beiden Gesellschaften 10. Diese Beträge sind an die Verlagsbuchhandlung Friedrich Vieweg, Braunschweig, zu senden. Die Buchhandelsschüsselzahl ist bei jedem Buchhändler zu erfahren; sie ist im allgemeinen etwa gleich dem Papiermarkäquivalent der Goldmark.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 30, Nollendorfplatz 6, IV Tr. r., Telefon-Nr.: Lützow 225.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. Georg Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:

Herr Alfred E. Badger, Bach. of. sc., Physiker, Glass Technology Department, Nela Park, Cleveland, Ohio.

Herr Dr. Enoch Karrer, Physiker, Nela Park, Cleveland, Ohio.

Herr Emil Lessel, Direktor, Lohmann Metallwerke, Berlin-Charlottenburg, Kaiserdamm 111.

Herr L. B. Tuckermann, Engineer Physicist U. S. Bureau of Standards, Washington.

Seitens des Herrn Dr. Kurt Gehlhoff, Birkenwerder:

Herr Otto Berg, Berlin NW. 87, Beusselstraße 22. (A. E. G.)



Herr Karl Schulz, Berlin NW. 87, Erasmusstraße 9. (Fa. Ludwig Loewe.)

Seitens des Herrn Dr. L. Hochheim, Heidelberg:
Herr Georg Bickhardt, Professor an der Oberrealschule, Mannheim, Gontardstraße 8.
Herr stud. phil. Alfons Bühl, Heidelberg, Rahmengasse 18.
Fräulein Luise Eschenhagen, Mannheim, Nebeniusstraße 8.
Herr Prof. Dr. Hermann Fischer, Heidelberg, Rosenbergweg 7.
Herr Ludwig Freising, Mannheim, Kobellstraße 23.
Herr Dipl.-Ing. Jos. Kröll, Mannheim-Käfertal, Kurze Mannheimerstraße 57.
Herr Dipl.-Ing. Max Ruppaur, Mannheim, Collinistraße 10.
Herr stud. phil. Hans Steyer, Heidelberg, Bergstr. 90.

Seitens des Herrn Dr. W. Kast, Halle a. d. Saale:
Firma Elektrotechnische Werke Bitterfeld, G. m. b. H.
Herr Physiker Dr. Merzkirch, Mitteldeutsche Stickstoffwerke A.-G., Piesteritz, Bezirk Halle a. d. Saale.
Herr Dipl.-Ing. Julius Wohlfarth, Merseburg, Christianstraße 11.

Seitens des Herrn Dr. Karl Mey, Berlin NW.:
Herr Prof. Dr. Eversheim, Bonn a. Rhein, Jagdweg 3.

Seitens des Herrn Dr. G. Mierdel, Greifswald:
Herr cand. phys. Egon Blumenthal, Greifswald, Wilhelmstraße 24b.
Herr Dr. Franz Mierdel, Königsberg i. Pr., Radziwillstraße 8.

Seitens des Herrn Dr. W. Moser, Berlin-Friedenau:
Herr Dr. phil. Erich Tod, (Telefunken), Berlin-Charlottenburg, Schillerstraße 61 II.

Seitens des Herrn Prof. Dr. M. Pirani, Berlin-Wilmersdorf:
Herr Trone, Vertreter der General Electric Co., Schenectady in Deutschland, Berlin-Charlottenburg, Mommsenstraße 19.

Seitens des Herrn Dr. Otto Reeb, Berlin:
Herrn cand. ing. Alfred Krietsch, Berlin O. 34, Gubenerstraße 24.

Seitens des Herrn Dipl.-Ing. R. Swinne, Berlin-Schlachtensee:
Herr cand. ing. Otto Hochfeld, Berlin-Wilmersdorf, Mainzerstraße 16a IV.

Seitens des Herrn Dr. R. Vieweg, Berlin-Charlottenburg:
Fräulein Dr. rer. techn. Margarete Weiler, Dresden-A., Zöllnerplatz 13 II r.

Seitens des Herrn Dr. Wiesent, München:
Herr stud. ing. Andreas Weinberger, München, Balanstraße 9 III.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind **aufgenommen.**

Adressenveränderungen.

Herr Dr. Ferd. Berkenbusch, Charlottenburg, Oranienstraße 5, jetzt Berlin-Charlottenburg, Goethestr. 86 bei Fr. Essat, Gths. II Tr.

Herr Korvettenkapitän Otto Betz, Deggendorf (Niederbay.), jetzt Berlin-Grunewald, Salzbrunnerstraße 58/60.

Herr Dr. Boecker, Wolfen, Kreis Bitterfeld, jetzt Dessau, Goethestraße 19.

Herr Dipl.-Ing. F. Brandt, Essen-West, Hildesheimerstraße 19, jetzt Essen, Gärtnerstraße 44.

Herr Direktor Hans Bruns, Merseburg, Klosterstraße 5, jetzt Berlin-Weißensee, Feldmannstraße 11/15.

Herr cand. phys. Donath, Göttingen, Gronertorstr. 51b, jetzt Göttingen, Gronertorstraße 5—6.

Herr Obering. Friedrich Dubenhorst, Stuttgart-Feuerbach, Tunnelstraße 20, jetzt Rathenow, Fabrikenstraße 1.

Herr Hermann Engel, Studienrat, Halle a. d. Saale, Sophienstraße 25a, jetzt Halle a. d. Saale, Bismarckstraße 14 I.

Herr Dipl.-Ing. Eppen, Berlin-Charlottenburg, Kaiser Friedrichstraße 8, jetzt Berlin-Charlottenburg, Kaiser Friedrichstraße 3 IV r.

Herr Dipl.-Ing. Fricke, Mannheim, Kepplerstr. 33, jetzt Mannheim, Laurentiusstraße 18.

Herr Dr. Friedrich Gehrts, Berlin-Karlshorst, Stühlingenstraße 9, jetzt Berlin-Karlshorst, Weselerstraße 17 I.

Herr Dr. Rudolf Geiger, Darmstadt, Hochschulstraße 2, jetzt Bayr. Landeswetterwarte, München, Gabelsbergerstraße 55 I.

Herr Dr. W. Germershausen, Berlin W. 30, Speyererstraße 21, jetzt Berlin-Oberschöneweide, Gaupstr. 2.

Herr Dr. Otto Glasser, jetzt Cleveland (Ohio) 9800 Newton Ave.

Herr Ingenieur Julius Groh, Halle a. Saale, Sophienstr. 31, jetzt Neu-Rössen, Kreis Merseburg, Mittelstr. 18.

Herr Dr. R. Heinze, Halle a. Saale, jetzt Riebecksche Montanwerke, Stedten, Mansfelder Seekreis.

Herr Prof. Dr. Herweg, Halle a. Saale, jetzt Hannover, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

Herr Dr. Hochschwender, Ludwigshafen a. Rh., Op. 274, jetzt Leunawerke, Kreis Merseburg, Ammoniakwerk Merseburg.

Herr stud. ing. Erich Hudec, Berlin N. 20, Grüntalerstraße 18, jetzt Berlin NW. 21, Bremerstraße 60.

Herr Dr. A. Keiling, Halle a. Saale, Geiststraße 35, jetzt Halle a. Saale, Richard Wagnerstraße 34 (Leuna-Werke).

Herr Professor Dr. Osc. Knoblauch, jetzt München, Hiltensbergerstraße 36 II.

Herr Dr. Walter Köhler, Bingen a. Rh., Rochusweg 16, jetzt Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 80a.

Herr Prof. L. Koeppe, Halle a. Saale, Marienstraße 276, jetzt Halle a. Saale, Marienstraße 27b.

Herr Physiker Erhard Krebs, Augsburg, Dammstr. 8 II, jetzt München, Auenstraße 60 I (Metallbank A.-G.).

Herr cand. phil. Karl Kreuzer, Jena, jetzt Weimar i. Th., Wildenbruchstraße 17.

Frau Dr. Olga Kudlac, Berlin-Lichterfelde-West, Drakestraße 36, jetzt Linz a. d. Donau, Lustenau Füchselstraße 5, Ober-Österreich.

Herr Dr. W. Loest, Hamburg, Peters-Kampweg 32, jetzt Hamburg, Mittelstraße 25 II.

Herr Dr. Kurt Matthies, Groitzsch/Teicha i. Sa., jetzt Berlin NW. 87, Elberfelderstraße 27 III, bei Frau Rempert.

Herr Dr. Alfred Meyer, Berlin NW. 87, Elberfelderstraße 38 IV, jetzt Berlin NW. 87, Tile Wardenbergstraße 28 IV.

Herr Dr. Friedrich Meyer, Berlin N. 4, Hessischestraße 1, jetzt Berlin-Baumschulenweg, Scheiblerstraße 21.

Herr Physiker Gerhard Mücke, Berlin-Charlottenburg, Hebbelstraße 17, jetzt Berlin-Charlottenburg, Scharrenstraße 9 II r.

Herr Ing. Erwin Mühlein, Mannheim Q 4, 20, jetzt Mannheim, Lange Rötterstraße 5a.

Herr Ingenieur O. Paetsch, Hannover, jetzt Bochum, Spichernstraße 21 II.

Herr Robert Richter, Berlin-Charlottenburg, Mommsenstraße 34, jetzt Berlin-Friedenau, Gutsmuthsstr. 20.

Herr Dr. Hermann Rigele, Wien III, Reisnerstraße 38, jetzt Prag, III. Serikova 10, per Adr. Siemens & Co.
Herr Dr. Franz Rother, Leipzig, Linnéstraße 5, jetzt Erlangen, Bankstraße 5 I.
Herr Dr. E. Rupp, Heidelberg, Plöck 32a, jetzt Heidelberg, Werderstraße 76.
Herr Dipl.-Ing. Hans Scheftlein, Wolfen, Kreis Bitterfeld, jetzt Berlin, Moltkestraße 1.
Herr Dr. H. Schering, Leipzig, Lyviasstraße 4, jetzt Hannover-Münden, Böttcherstraße 2.
Herr Dr.-Ing. Max Schuler, Kiel, jetzt Göttingen, Nikolausbergerweg 57.
Herr Dr. P. A. Schultz, Waldheim i. Sa., Niedermarkt 38, jetzt Waldheim i. Sa., Härtelstraße 14.
Herr Dr. G. Schweickert, Berlin-Schöneberg, Hauptstraße 139, jetzt Berlin-Friedenau, Rembrandstraße 11 II r. bei Kühn.
Herr Karl Seibert, München, Barerstraße 45 I, jetzt München, Karlstraße 61 I l.
Herr Dr. Georg Seibt, Berlin-Schöneberg, Berchtesgadenerstraße 15, jetzt Berlin-Schöneberg, Hauptstraße 11
Herr Dr. Fritz Seidel, Kiel, Düsternbrookerweg 96, jetzt Berlin-Friedenau, Wielandstraße 4 II.
Herr Dr. Friedrich Späte, Berlin-Lichterfelde, Zehlendorferstraße 24, jetzt Berlin W. 30, Luitpoldstraße 19 I.
Herr Dipl.-Ing. R. Swinne, jetzt Berlin-Schlachtensee, Seestraße 40.
Herr Dipl.-Ing. H. Topf, Düsseldorf-Unterrath, Unterrathstraße, jetzt Oberingenieur und Abteilungsvorstand, Eisenach in Thüringen, Dixiwerke.
Herr Dr. Heinz Weinnoldt, Berlin-Grunewald, Hubertusallee 38, jetzt Berlin-Halensee, Friedrichsruherstraße 7 III.
Herr Dipl.-Ing. Reinhard Wohlfahrt, Halle a. S., jetzt Berlin-Weißensee, Feldmannstraße.
Herr Dr. Hermann Wolff, Berlin NO. 55, Lippehnerstraße 32, jetzt Dessau, Herzogallee 5 II l.
Herr Dr. Willy Wolff, Berlin-Charlottenburg 5, Wallstr. 55, jetzt Berlin NW. 23, Klopstockstr. 19 II r.
Herr Dr. Alfred Wyszomirski, Neu-Rössen b. Merseburg, jetzt Merseburg, Teichstraße 9.

Namensänderung.

Fräulein Ing. Hilda Spitz, Brünn, Töpfergasse 4, jetzt Ing. Hilda Klein, Gablonz a. N., Lange Gasse 74.

Berichtigungen.

Anstatt Herr Dr. F. Kottler, Privatdozent usw. lies a. o. Prof. Dr. Friedrich Kottler, Wien III, Streichergasse 4.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Halle a. d. Saale.

Im Sommersemester 1923 beschränkte sich die Tätigkeit der Ortsgruppe Halle auf Besichtigungen. Es wurden besichtigt: am 12. Mai 1923 die Maschinenfabrik Weise-Söhne, Halle a. d. Saale; am 28. Juli die Freyburg-Brauerei, Halle a. d. Saale.

Für den Winter ist wieder monatlich ein Vortrag vorgesehen.

An Stelle des nach Hannover berufenen Prof. Dr. Herweg übernahm Herr Dr. W. Kast die Geschäfte des ersten Schriftführers. gez. Dr. W. Kast.

Ortsgruppe Kiel.

Jahresbericht 1923.

Wir hielten am 26. Oktober 1923 unsere diesjährige Jahresversammlung ab, in der der Jahresbericht erstattet wurde. Die Zahl unserer Mitglieder hat sich etwa auf der Höhe des Vorjahres gehalten.

Eingetreten sind im Laufe des Jahres die Herren: Wegner, Behm, Voigt, Wolff, Melan, Madlé, Vogl.

Ausgeschieden aus der Ortsgruppe sind die Herren: Seidel, Späth, Voigt, Wolff, Vogl, Madlé, v. Sanden, Schuler.

Die Mitgliederzahl beträgt demnach 49 (darunter drei Firmen und eine Behörde) gegen 50 im Vorjahre.

Es wurden im Laufe des Jahres folgende Vorträge gehalten:

Martienssen: „Moderne Vorstellungen über die Materie".
Melan: „Über die Methoden zur Berechnung kritischer Drehzahlen bei Dampfturbinenanlagen".
Späth: „Experimentelles über das Telephon".
Nielsen: „Die Entstehung der Ozeane und Kontinente nach Wegner".
Krupp: „Über die Probleme des Segelfluges und Rhönsegelflugwettbewerb 1922". (Mit Lichtbildern und Rhönfilm.)
Chappuzeau: „Über pseudoharmonische Schwingungen".

Die Kasse schließt mit einem Überschuß von 3 128,83 M. ab. Dem Vorstand wurde Entlastung erteilt.

Ferner fanden die Neuwahlen zum Vorstand und Beirat statt. Satzungsgemäß schieden aus dem Vorstand aus die Herren Bessel und Simon, aus dem Beirat die Herren Dieterici und Hahnemann. Sämtliche Herren wurden wiedergewählt.

Der Versammlung wurde bekanntgegeben, daß in Bonn die Erhebung einer Umlage von zwei Buchmark beschlossen sei, die von den Mitgliedern direkt an den Hauptverein abgeführt werden soll. Die Ortsgruppe hat beschlossen für 1923 keine Umlage zu erheben. Für 1924 haben wir unseren Ortsgruppenbeitrag auf 30 Goldpfennig festgesetzt.

Der wissenschaftliche Teil des Abends brachte uns einen Vortrag des Herrn Dr. Stenzel über „Theorie und Praxis der Beobachtungsfehler". Lichte.

Ausschuß für technische Mechanik des Berliner Bezirksvereins deutscher Ingenieure.

Nächste Sitzungen, jeweils Montags 5,15 Uhr im Hörsaal 158, Hauptgebäude der Technischen Hochschule:

3. Dezember: Prof. Dr. R. von Mises, „Knicksicherheit von Gliederträgern".
7. Januar: Regierungsbaumeister Dr.-Ing. R. Sonntag, „Windsaugwirkungen an Dächern und Gebäuden", mit Lichtbildern.
28. Januar: Dipl.-Ing. Kretschmer, „Neue Anwendungen der Nomographie", mit Lichtbildern.
25. Februar: Dr.-Ing. G. Flügel, „Praktische Anwendungen natürlicher Koordinaten".

Weitere Vortragsanmeldungen sind erwünscht und werden erbeten an den Obmann, Prof. Dr.-Ing. Reissner, Technische Hochschule, Fernruf: Wilhelm 2451, oder an den Schriftführer, Prof. Dr. Everling, Cöpenick, Lindenstraße 10, Fernruf: Cöpenick 543.

Die Mitglieder der Gesellschaft für technische Physik sind eingeladen. Gäste können eingeführt werden.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1923 Vierter Jahrgang Nr. 11

INHALT:

Carl Linde, berühmt geworden durch seine für die Entwicklung der Technik der tiefsten Temperaturen ausschlaggebende Erfindung der Luftverflüssigung, stammt aus Bayern und ist 1842 geboren.

Er studierte in Zürich bei Zeuner, Clausius, Reuleaux und Culmann Maschinenbau, mit dessen thermodynamisch-physikalischer Seite er sich vorzugsweise befaßte. Richtunggebend für seine Studien war auch der Umstand, daß, wie aus Lindes Lebensbericht „Aus meinem Leben und von meiner Arbeit" (Privatdruck, Oldenbourg 1916) hervorgeht, Clausius damals (vor 60 Jahren) in Zürich über technische Physik las.

Nach kurzer Tätigkeit als Lokomotivenstrukteur bei den Firmen Borsig und Krauß hat Linde dann etwa von 1870 (anfänglich — 1868 bis 1878 — als Münchener Ordinarius Maschinenbau lehrend) sich in zwanzigjähriger Tätigkeit der Entwicklung der Kältemaschine und ihrer Anwendung gewidmet. Die verschiedenartigsten Kältemedien — Methyläther, Ammoniak, Kohlensäure, Stickoxydul, Äthan — hat er in den Kompressoren der Kälteanlagen zu Wirkung gebracht und in zahlreiche Industrien — Brauereitechnik, Fleischkühlung und -gefrierung, Klareisgewinnung, Strontianentzuckerung der Melasse, chemische Großindustrie, Molkerei, Schokoladefabrikation — hat er befruchtend eingegriffen, vermöge einer geschäftlichen Organisation, deren Leiter er war.

Anfang der neunziger Jahre begann die zweite Schaffensperiode in Lindes Leben: die Entwicklung der Gasverflüssigungsverfahren vermittelst des Thomson-Joule-Effektes. Diese hat Lindes Weltruf begründet und der Menschheit die Großherstellung der flüssigen Gase Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff und Argon geschenkt.



C. v. Linde.



H. Lorenz.

Hans Lorenz, geboren 1865 in Sachsen, studierte in Dresden Maschinenbau, besonders als Schüler Zeuners.

Nach kurzer Wirksamkeit als Konstrukteur und Zivilingenieur wurde er auf Grund seiner publizistischen Tätigkeit auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Maschinenlehre in die akademische Laufbahn berufen, zunächst an die Universität Halle zur Vertretung der landwirtschaftlichen Maschinenlehre. Sein eigentliches Arbeitsfeld fand er dann 1900 durch die Berufung an das Institut für technische Physik der Universität Göttingen. Hier begann Lorenz die Abfassung seines großen Lehrbuches der technischen Physik, dessen zweite Auflage gegenwärtig in Vorbereitung ist.

Die forschende Tätigkeit von H. Lorenz liegt wesentlich in theoretischer Richtung auf den Gebieten der Mechanik und Thermodynamik. So ist er grundlegend beteiligt an der Klärung der großen neuzeitlichen Probleme des Maschinenbaues: Massenausgleich der Schiffsdampfmaschine, Kreiselstabilisierung der Schiffe, Theorie der Kältemaschinenprozesse, Theorie der rotierenden Kraftmaschinen. Experimentell ist ihm die Schaffung rationeller Untersuchungsmethoden im Maschinenbetriebe, insbesondere der Kälteanlagen, sowie die erste Bestimmung der spezifischen Wärme des überhitzten Wasserdampfes bei höheren Drucken und Temperaturen (gegenüber Regnault) zu danken. — Zahlreiche Monographien in Buchform und Einzelpublikationen, auch in unserer Zeitschrift über magnetische Hysteresis- bzw. über die Fließkurven fester Körper, zeigen den weiten Forschungskreis, dem H. Lorenz sich widmet, seit 1904 als Ordinarius für technische Mechanik an der Danziger Hochschule wirkend.

W. Hort.

Zusammenfassende Berichte.

Die Bedeutung der technischen Physik für den Maschinenbau.

Von H. Lorenz.

Im Lehrplan der früheren Polytechniken, welche um die Jahrhundertwende als Technische Hochschulen den Universitäten gleichgestellt und mit der Berechtigung der Promotion ausgestattet wurden, spielte neben den Vorträgen über Mechanik und Maschinenelemente als wissenschaftliche Grundlage des Unterrichts im Maschinenbau die theoretische Maschinenlehre eine hervorragende Rolle. Dieses von Poncelet begründete, von Redtenbacher nach der theoretischen und von Weissbach nach der experimentellen Seite ausgebaute Gebiet umfaßte ursprünglich die eigentliche Dynamik der Maschinengetriebe und die sog. Stromfadentheorie der hydraulischen Motoren und Pumpen, wozu dann auf Grund der thermodynamischen Untersuchungen von Clausius, Regnault, Zeuner und Hirn die Theorie der Wärmemotoren und der Kältemaschinen als deren Umkehrungen hinzutrat. Gleichzeitig spaltete sich von der ausschließlich analytisch behandelten Mechanik die der Technik besonders angepaßte graphische Statik ab, die anfänglich durch ihren Begründer Culmann zu stark mit projektiver Geometrie belastet wurde, nach ihrer Vereinfachung und Ausdehnung auf elastische Systeme durch Mohr sich dann einen dauernden Platz in Lehre und Praxis erwarb. Daneben baute Reuleaux die in ihrem Anfange auf Ampère zurückgehende Kinematik zu einem umfassenden Lehrgebäude mit eigener Zeichensprache aus, welches besonders in Berlin den ganzen Unterrichtsbetrieb zu überwuchern drohte, ohne in der Praxis entsprechende Früchte zu zeitigen. Da auch die theoretische Maschinenlehre, der im Gegensatz zur Physik und Chemie an den Polytechniken keine Laboratorien zur Verfügung standen, nur durch gelegentliche Versuche in der Industrie eine ungenügende Anregung empfing und daher hinter den Anforderungen der fortschreitenden Technik zurückblieb, so gelang es einer Gruppe von Empirikern unter der Führung Riedlers, ihr erfolgreich entgegenzutreten und sie schließlich mitsamt der Reuleauxschen Kinematik aus dem Lehrplan der preußischen Hochschulen zu entfernen. Dieser Schritt wurde nicht zum wenigsten mit der unleugbaren Tatsache begründet, daß die bisher vorgetragenen Theorien einer ausreichenden experimentellen Grundlage ermangelten, für deren Schaffung an den deutschen Hochschulen Maschinenlaboratorien eingerichtet wurden, in denen alsbald eine umfassende Forschertätigkeit einsetzte.

In besonders wichtigen Fällen hatte sich die Industrie natürlich selbst durch Einrichtung von Versuchsstätten geholfen, von denen hier nur die Münchener Versuchsanstalt für Kältemaschinen genannt sein möge, aus der dann das Institut für technische Physik an der dortigen Hochschule hervorgegangen ist. In dieser Versuchsanstalt wurde nicht nur durch eine Reihe mustergültiger Untersuchungen deren Verhalten bei wechselnden Betriebsbedingungen geklärt, sondern auch die ersten Versuche zur Luftverflüssigung und Sauerstoffgewinnung auf Grund der Thomson-Jouleschen Abkühlung durch Linde durchgeführt, aus denen sich ein bedeutungsvoller Industriezweig entwickelte. Es ist gewiß bemerkenswert, daß dieser auf rein wissenschaftlicher Grundlage erzielte Erfolg ziemlich genau mit der Abschaffung der theoretischen Maschinenlehre in Preußen zusammenfiel, an dessen Hochschulen keine nach dieser Richtung hin schöpferischen Geister wirkten. Dazu kam noch, daß sich wirtschaftlich veranlagte Ingenieure mit Vorliebe der mächtig aufstrebenden Elektrotechnik, insbesondere dem für die Energieübertragung wichtigen Wechselstrom zuwandten und die Maschinentechnik sich selbst bzw. den reinen Empirikern überließen. Aber auch diese stand vor neuen großen Aufgaben, die nicht zum wenigsten durch die Entwicklung der Elektrotechnik und des Verkehrswesens gestellt wurden. Die einzelnen Maschinenleistungen wuchsen rasch an, erforderten eine steigende Umlaufzahl, größeren Betriebsdruck und eine bessere Ausnutzung der Energiequellen, besonders der Brennstoffe, als die bisher allein herrschenden Sattdampfmaschinen trotz Unterteilung des Arbeitsvorganges in mehrere Stufen gestatteten. Zur Erreichung dieses Zieles boten sich mehrere Wege, die alle ziemlich gleichzeitig beschritten wurden.

Der erste war die Verwendung überhitzten Wasserdampfes, dessen Eigenschaften hierzu erst versuchsmäßig erforscht werden mußten, da die bislang fast allein benützten Regnaultschen Ergebnisse nicht mehr ausreichten. Es war dies eine ebenso rein physikalische Aufgabe wie die Erforschung der Eigenschaften der Gase bei tiefsten Temperaturen, der sich Linde mit so großem praktischen Erfolge zugewandt hatte. Sie wurde zuerst in dem damals auf Anregung von Klein neugegründeten Institut für technische Physik der Universität Göttingen in Angriff genommen, wobei sich schon eine starke Zunahme der spezifischen Wärme des überhitzten Wasserdampfes bei Annäherung an den Sättigungszustand und bei steigendem Druck bis zum kritischen Punkt ergab. Die Versuche wurden im Münchener Institut, dessen

Leitung inzwischen Knoblauch übernommen hatte, sowie in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt durch Knoblauchs Schüler Jacob fortgesetzt und in einem für die Technik vollkommen ausreichenden Umfange abgeschlossen.

Die Ergebnisse erfuhren sofort eine für die Praxis wichtige Anwendung in den Mollierschen Entropie- und Energiediagrammen, durch welche die Thermodynamik eine bedeutungsvolle Erweiterung nach der graphischen Seite hin erhielt. An allen diesen Forschungen beteiligten sich die reinen Physiker so gut wie gar nicht, da sie vollständig durch den Ausbau der Maxwellschen Elektrodynamik auf Grund der Hertzschen Versuche über die elektrischen Schwingungen sowie durch die neuentdeckten Strahlen in Anspruch genommen waren. Auf der andern Seite boten die inzwischen überall errichteten Maschinenlaboratorien den Ingenieuren Gelegenheit, physikalische Untersuchungen an Maschinen und ihren Zubehörteilen selbständig auszuführen, wovon umfassender Gebrauch gemacht wurde.

Derartige Forschungen kamen dann auch bald dem zweiten Wege der Verbesserung der Wärmemotoren, der nach dem Vorgange des Schweden Laval und des Engländers Parsons in der Dampfturbine gefunden wurde, wieder zu gute. Hierbei handelte es sich um Strömungserscheinungen elastischer Flüssigkeiten, um deren Klärung sich zuerst Stodola in Zürich große Verdienste auch in theoretischer Hinsicht erworben hat. Aus diesen Arbeiten ist dann auch das in seinen verschiedenen Auflagen auf immer höhere Stufen entwickelte Hauptwerk über das ganze Gebiet entstanden, ein Muster für die Vereinigung strenger Wissenschaft und praktischer Brauchbarkeit.

Den dritten Weg zur Vervollkommnung der Wärmeausnutzung zeigte die schon seit einiger Zeit im Kleinbetrieb bewährte Viertakt-Gasmaschine von Langen und Otto, in der gelegentlich auch ein Gemisch von Luft und zerstäubten flüssigen Brennstoffen an Stelle von Leuchtgas zur Verbrennung gebracht wurde. Der im Verhältnis zu seinem Heizwert hohe Preis des Leuchtgases begünstigte nicht nur den Wettbewerb der mit der Verbreitung des elektrischen Lichtes einsetzenden elektrischen Energieverteilung in den Industriestädten, sondern verhinderte auch die Entwicklung des Gasmotors zur Großkraftmaschine. Diese wurde erst lebensfähig durch Verwendung billiger Generator- und Hochofengase unter Anlehnung an die konstruktiven Erfahrungen des Dampfmaschinenbaus. Dabei stellte sich im Einklang mit der Theorie des Verbrennungs- und Arbeitsvorganges in diesen Maschinen auf Grund der chemischen Kinetik die Zweckmäßigkeit hoher Drücke des verdichteten Verbrennungsgemisches heraus, dessen physikalisch-chemisches Verhalten damals eifrig studiert wurde, während man sich früher ohne hinreichende Versuchsunterlagen mit recht willkürlichen Annahmen über derartige Gemische geholfen hatte. Andererseits waren hohe Gemischdrücke stets mit der Gefahr von Frühzündungen durch die Verdichtungstemperatur verbunden, der man nur durch getrennte Verdichtung oder Einspritzung flüssiger Brennstoffe in die verdichtete Verbrennungsluft begegnen konnte. Diesen Weg schlug in der Tat Diesel ein, der zunächst im Sinne eines Carnotprozesses eine isotherme Verbrennung erzielen wollte, im Laufe der Entwicklung seiner Maschine dagegen zu einer Gleichdruckverbrennung gelangte, die vermöge der hohen Völligkeit des Arbeitsdiagramms auch einen günstigeren mechanischen Wirkungsgrad verbürgte. Die Dieselmaschine, in der z. Zt. die günstigste Umwandlung von Wärme in Arbeit erreicht wird, ist somit aus verfehlten theoretischen Überlegungen hervorgegangen und durch eine systematische Versuchstätigkeit auf die richtige Bahn geleitet worden. Diese Versuche wurden auch nicht abgebrochen, nachdem der praktische Erfolg sich eingestellt hatte, sondern mit Rücksicht auf die Verwendung anderer flüssiger Brennstoffe, z. B. der Schweröle, bis auf den heutigen Tag in den Maschinenlaboratorien fortgesetzt, da die von Kapillarkräften bedingte Tropfengröße sich von großem Einflusse auf den Verbrennungsvorgang erwies. So hat die Entwicklung des Dieselmotors bis zur vollkommenen Unterseebootmaschine die Forschertätigkeit auf dem Gebiete des Verbrennungsvorganges unter Arbeitsleistung in hohem Maße befruchtet und andererseits von dieser die reichste Förderung erfahren.

Durch den Dieselmotor wurde indessen die auf Mischung mit Luft beruhende Ölmaschine nicht etwa beseitigt, sondern nur auf ein anderes wichtiges Anwendungsgebiet gedrängt. Durch Steigerung der Umlaufzahl und Verwendung hochwertiger Baustoffe gelang es, ihr Gewicht so weit herabzudrücken, daß diese Maschinengattung zum Betrieb von Kraftwagen und Luftfahrzeugen geeignet wurde, die damit einen unerhörten Aufschwung nahmen und eine völlige Umwälzung des Verkehrswesens mit sich brachten.

Für die Luftschiffahrt standen um die Jahrhundertwende langjährige Erfahrungen mit Frei- und Fesselballons zur Verfügung, welche mit Rücksicht auf den Luftwiderstand und die Gefahren von Luftwirbeln auf das starre langgestreckte Luftschiff mit eingebauten Ballonzellen führten, das dann durch Zeppelin und Schütte-Lanz zu hoher Vollendung und Betriebssicherheit gelangte. Viel wichtiger jedoch wurde die Lösung der Motorenfrage für das ohne hydrostatischen Auftrieb bewegte Flugzeug, dessen zweckmäßig gewölbte Flügelform schon von Lilienthal im Segel-

flug soweit ausgebildet war, daß nach dem Einbau leichter Motoren die Gebrüder Wright die ersten Flüge wagen konnten. Die Ausbildung des Flugzeugs zu einem betriebssicheren Verkehrsmittel erforderte nun angesichts der hohen Geschwindigkeit eine weitgehende Klärung der Luftbewegung um die Tragflächen, ihres Auftriebes, Widerstandes und der Stabilitätsbedingungen auf Grund neuerer umfassender Versuche und theoretischer Überlegungen. Diese knüpften nach dem Vorgange von Joukowski und Kutta an die von Thomson entdeckte Zirkulation in der Umgebung eines Wirbelfadens an, die sich der früher allein beachteten Potentialströmung um einen festen Körper überlagerte und sofort den Auftrieb und dynamischen Widerstand ergab. Auf dieser Grundlage gelang es Prandtl und seinen Schülern, eine umfassende Theorie der Tragflächenwirkung aufzustellen und deren befriedigende Übereinstimmung mit der Erfahrung durch zahlreiche Versuche im Göttinger aerodynamischen Laboratorium nachzuweisen, so daß die Vorausberechnung eines Flugzeuges kaum noch Schwierigkeiten begegnet. Die Versuchstätigkeit, die schon vorher von Eiffel in Paris aufgenommen und besonders während des Krieges im Ausland lebhaft betrieben und durch Messungen an Flugzeugen selbst ergänzt wurde, erlaubte nun auch die Berücksichtigung von Nebeneinflüssen und ergab u. a. zuverlässige Widerstandswerte für alle möglichen Körperformen, z. B. die starren Luftschiffe, denen gegenüber die klassische Hydrodynamik versagt hatte. Es handelte sich dabei hauptsächlich um die Abtrennung von Wirbeln an den festen Oberflächen bzw. den Kanten und die Bildung von Wirbelräumen hinter denselben, welche durch v. Kármán theoretisch abgeleitet worden war. Alle diese Forschungen kamen unmittelbar auch der Einsicht in die Wirkungsweise der Schraubenpropeller für Luft- und Wasserfahrzeuge zugute und werden neuerdings auch auf die Theorie der Turbinen mit Erfolg ausgedehnt.

Diese bildete früher, allerdings beschränkt auf die Verfolgung eindimensionaler Stromfäden, einen wesentlichen Teil der theoretischen Maschinenlehre und hatte in der Praxis so lange befriedigende Ergebnisse geliefert, als man sich mit nahezu zylindrischen Schaufelformen in derartigen vielzelligen Kreiselrädern begnügte. Sie versagte völlig gegenüber den zweifach gekrümmten Schaufeln der in Nordamerika bewährten Francisturbine mit radialer Beaufschlagung und achsialer Wasserabführung durch das Saugrohr. Dieser konnte auch die vom Verfasser aufgestellte zweidimensionale Theorie der Kreiselräder, welche die Wirkung der unendlichen Schaufelzahl durch eine Zwangsbeschleunigung auf die Arbeitsflüssigkeit ersetzte, mathematischer Schwierigkeiten halber nicht gerecht werden, während sie für Schleuderpumpen und Gebläse mit zylindrischen Schaufeln sich gut bewährte. Angesichts der geringen Schaufelzahl der Francis- und Kaplanturbinen, deren Laufräder sich immer mehr den Luftpropellern nähern, bleibt offenbar nichts als die Einführung der Zirkulation um jede Schaufel übrig, die schon für zweiflüglige Luftpropeller gute Ergebnisse zeitigte und nur noch die gegenseitige Beeinflussung der Schaufeln zu klären hat. Aber auch hierfür sind schon brauchbare Ansätze aus der Prandtlschen Theorie der Flugzeuge mit mehreren Tragflächen vorhanden, die in ähnlicher Weise aufeinander wirken wie die Schaufeln eines Kreiselrades.

In den aerodynamischen Versuchsanstalten verwendet man wie schon früher für die Schleppversuche von Schiffen nach dem Vorgange des Engländers Froude verkleinerte Fahrzeugmodelle mit einem angenähert geometrisch-ähnlichen Strömungsverlauf, der unter gewissen Bedingungen auf einen einfach gesetzmäßigen Zusammenhang zwischen den Kraftwirkungen am Modell und dem danach ausgeführten Fahrzeug nach den Lehren der Ähnlichkeitsmechanik schließen läßt. Diese Bedingungen werden nun für Flugzeuge, bei denen die Schwerewirkung wegfällt, sehr vollkommen erfüllt, woraus sich die große Zuverlässigkeit der Modellversuche erklärt. Dagegen stören die der Schwerewirkung unterworfenen Oberflächenwellen die Ähnlichkeitsbeziehungen für Schiffsmodelle und Schiffsschrauben in so hohem Maße, daß man hier über grobe Annäherungen noch nicht hinausgekommen ist. Andererseits hat sich die Ähnlichkeitsmechanik auch auf den Widerstand strömender Flüssigkeiten in Röhren und offenen Gerinnen nach dem Vorgange von O. Reynolds mit Erfolg ausdehnen lassen und verspricht im Zusammenhang mit einer lebhaften Versuchstätigkeit die Klärung der Erscheinungen der laminaren und turbulenten Strömung, die bei der kritischen Geschwindigkeit ineinander übergehen. Von diesen spielt die Turbulenz die Hauptrolle bei rascher Flüssigkeitsströmung in der Umgebung fester Körper, bei der die Laminarbewegung nur auf eine von Prandtl entdeckte dünne Grenzschicht an der Oberfläche beschränkt ist. Diese wird dagegen ausschlaggebend bei schleichenden Flüssigkeitsbewegungen durch enge Röhren oder Zwischenräume von Körnermassen, wie bei der Grundwasserströmung, um deren Verfolgung sich Forchheimer bleibende Verdienste erworben hat. Außerdem aber bedingt sie die Wirkung der Schmiermittel zwischen aneinander hingleitenden Maschinenteilen (Zapfen und Lager), welche theoretisch von Sommerfeld in Angriff genommen und von Gümbel zu einem für die Praxis befriedigenden Abschluß gebracht wurde.

Durch die eben geschilderte Forscherarbeit der Ingenieure haben sowohl die klassische Thermodynamik wie auch die Hydromechanik nicht nur wesentliche Erweiterungen, sondern geradezu eine Umwälzung erfahren, an der die reine Physik fast unbeteiligt blieb. Aber auch der Mechanik starrer und elastisch-fester Körper wurden durch die rasche Entwicklung der Technik zahlreiche Probleme gestellt, die sich vorwiegend aus dem Auftreten von Schwingungen und Kreiselwirkungen bei gesteigertem Schnellbetrieb ergaben. Solche Schwingungen hatte schon Redtenbacher an Lokomotiven beobachtet und in seinem klassischen Werke über „die Gesetze des Lokomotivbaues" eingehend entwickelt, wozu dann später eine Studie über Regulatorschwingungen des Russen Wischnegradsky trat. Solche Arbeiten blieben indessen vereinzelt und fanden nur geringe Beachtung, bis am Ende des vorigen Jahrhunderts das Auftreten der Dampfturbine und die Steigerung der Umlaufszahl der Schiffsmaschinen mit störenden Resonanzschwingungen deren weitere Verfolgung durch dynamische Betrachtungen erzwang. Man erkannte bald das Wesen der kritischen Drehzahlen für Biegungs- und Torsionswellen und entwickelte exakte und Näherungsmethoden für ihre genaue Bestimmung, so daß dieses neue Gebiet der technischen Mechanik jetzt als abgeschlossen betrachtet werden kann. An Stelle der hierdurch ermöglichten Vermeidung kritischer Drehzahlen im Maschinenbetriebe kann man indessen auch die Ursache der Schwingungen selbst durch einen sogenannten Massenausgleich beseitigen, der im wesentlichen auf eine dynamische Auswuchtung bewegter Teile, nach der der Gesamtschwerpunkt des ganzen Getriebes keine Lagenänderung erfährt, hinausläuft. Diese Aufgabe wurde für mehrkurbelige Maschinen zuerst von Schlick befriedigend gelöst und damit der störungsfreie Antrieb von Schiffen und Lokomotiven durch mehrkurbelige Kolbenmaschinen erreicht. Dieselben Mittel bedingen auch den erschütterungsfreien Gang ortsfester Maschinen und finden darum in der Neuzeit eine umfassende Anwendung. Die Ausgleichung der Antriebsmaschine eines Flugzeuges gestattet schließlich dieses selbst während seiner Bewegung als starren Körper zu betrachten und alsdann seine Stabilität mit Hilfe der Eulerschen Momentenformeln zu untersuchen, eine Aufgabe, die besonders für Flugzeuge von großer Wichtigkeit geworden ist.

Nachdem einmal die Schwingungsvorgänge den Ingenieuren, die sich früher nur mit statischen Überlegungen beholfen hatten, geläufig geworden waren, erkannte man bald ihre außerordentliche Verbreitung in der ganzen Technik. Man stellte sie fest als Folge der Belastungsschwankungen, der Regelvorgänge in den Zu- und Ableitungen von Turbinen und Gebläsen und erhielt so einen tieferen Einblick in die Wirkungsweise der Windkessel, die bei Kolbenpumpen schon seit langem zum Ausgleich der Druckschwankungen infolge der periodischen Kolbenbewegung dienten. Solche Schwankungen machten sich besonders störend geltend in den Saug- und Ausblaserohren von Großgasmaschinen, wenn sie sich vermöge deren Abmessungen zu stehenden Wellen ausbilden können. Auch das Schleudern von Treibriemen und Treibseilen gehört hierher, durch welches die Gleichförmigkeit der Arbeitsübertragung und die Haltbarkeit dieser Organe beeinträchtigt wird.

Als wirksames Mittel zur Bekämpfung störender erzwungener Schwingungen zunächst von Schiffen erkannte der oben genannte Schiffbauer Schlick den Einbau eines Kreisels mit zwei Freiheitsgraden, der schon vorher zur Erhaltung der Bewegungsrichtung von Torpedos von Obry verwendet worden war. Wenn auch der Schiffskreisel bald von dem Frahmschen Schlingertank verdrängt wurde, in dem die Schwingungsenergie durch hydraulische Widerstände gedämpft wurde, so war doch damit die Aufmerksamkeit der Ingenieure auf die wertvollen Eigenschaften des Kreisels gelenkt, deren Wirkung man nunmehr in zahlreichen technischen Bewegungsvorgängen erkannte und nachwies. Man verstand jetzt die Kreiselwirkung rotierender Maschinenteile auf die Steuerfähigkeit der Wasser- und Luftfahrzeuge, die dadurch erzielte Druckverstärkung von Kollergängen auf das Mahlgut und die dynamische Stabilität des weit verbreiteten Fahrrades, woraus der bis heute noch nicht verwirklichte Vorschlag schneller Einschienenbahnen hervorging. Man erinnerte sich ferner der Foucaultschen Kreiselversuche zum Nachweis der Erddrehung, die von Föppl mit besserem Erfolg aufgenommen wurden und schließlich zu dem Anschützschen Kompaßkreisel führten, der nicht mehr von der magnetischen Schirmwirkung benachbarter Eisenmassen gegenüber dem Erdfeld gestört wurde. Da diese Schirmwirkung im allseitig geschlossenen Unterseeboot ein völliges Versagen des Magnetkompasses mit sich brachte, so war der Kreiselkompaß die unerläßliche Vorbedingung für die Steuerfähigkeit dieser Fahrzeuge und verdankt in der Tat diesem Bedürfnis seine mustergültige Durchbildung. Dabei war aber noch die zuerst von Schuler erkannte störende Wirkung der Schlingerwirkung des Schiffskörpers zu überwinden, zu deren Bekämpfung schon der Schiffskreisel und der Schlingertank bestimmt waren. Es lag daher nahe, hierzu den eigentlichen Richtkreisel unter Wahrung seiner Richtfähigkeit mit einem oder mehreren Stabilisierungskreiseln zu verbinden, eine Aufgabe, die alsbald in verschiedener Weise von Schuler selbst und Martienssen gelöst wurde, so daß

nunmehr der Kompaßkreisel allen praktischen Anforderungen genügt.

Die in den vorstehend besprochenen Maschinen und Apparaten auftretenden Kreiselwirkungen sind wesentlich durch so hohe Umlaufzahlen der Drehteile bedingt, daß diese stark durch Fliehkräfte beansprucht werden. Das gilt sowohl für die mit etwa 20000 Umdrehungen in der Minute laufenden nur wenige Zentimeter großen Kompaßkreisel als auch für Schleifscheiben, sowie für die Laufräder von Dampfturbinen und Turbogebläsen mit 2 bis 6000 Umdrehungen, deren Gestaltung mit Rücksicht auf die Betriebstemperaturen eine genaue Festigkeitsberechnung erfordert. Auf der andern Seite treten in den Zylindern der Heißdampfmaschinen, Großgasmaschinen und Ölmaschinen neben starken Drücken auch periodisch ansteigende Temperaturen auf, welche trotz der intensiven Wandkühlung die Widerstandsfähigkeit der Baustoffe dieser Organe und der in ihnen bewegten Teile beeinträchtigen. Ähnliche Schwierigkeiten hatte schon nach dem Auftreten der rauchschwachen Treibmittel die Waffentechnik zu überwinden, deren Erfahrungen und theoretische Ansätze nunmehr dem Maschinenbau zugute kamen. Es handelte sich dabei stets zunächst um die Herstellung widerstandsfähiger Baustoffe seitens der Hüttentechnik, dann um die Ermittelung ihrer elastischen Formänderungen unter Normal- und Schubbeanspruchungen bei verschiedenen Temperaturen und schließlich um ihr Verhalten im sog. Fließbereich bis zum Bruch. Da die Übertragung der Kräfte durch die Oberfläche der Körper erfolgt, so spielen auch deren Eigenschaften, vor allem die Härte, deren Theorie man dem Physiker Hertz verdankt, eine wesentliche Rolle. Daß die Härte, auf der die günstige Wirkung der neuerdings weit verbreiteten Kugellager beruht, mit der Bruchfestigkeit der Metalle in engster Beziehung steht, wurde bald erkannt und in Härteprüfern benutzt, ohne daß man bis zur theoretischen Formulierung gelangt war. Für die Ableitung der Fließkurven fester Körper auf Grund der Umlagerung ihrer kleinsten Bestandteile sind bisher schon einige Ansätze vorhanden, nachdem allgemeine Betrachtungen, wie sie der phänomenologischen Theorie der Bruchfestigkeit von Mohr zugrunde liegen, keine ausreichende Klärung boten. Dem gegenüber hat die Elastizitätslehre in ihrer Anwendung auf Maschinenteile und Glieder von Bauwerken einen sehr kräftigen Aufschwung genommen und wird neuerdings auch in verwickelten Fällen durch umfassende Feinmessungen der Formänderungen in der Umgebung von Verbindungsstellen nach dem Vorgange von Rühl und Wyss unterstützt. Im gleichen Sinne fördernd wirken optische Messungen an durchsichtigen Körpern, um die sich der Physiker König in Gießen und der Engländer Coker große Verdienste erworben haben.

An diese Untersuchungen[1]), die der Ermittlung der statischen Festigkeitseigenschaften der Baustoffe gelten, schließt sich die Erforschung des Materialverhaltens gegenüber dynamischen Kräften, insbesondere Stößen und raschen, häufig wiederholten Belastungswechseln.

Die zweitgenannte Untersuchungsgruppe ist die ältere. Schon um 1860 unternahm der Eisenbahningenieur Wöhler seine bekannten Forschungen, die durch Launhardt, Tetmajer, Bauschinger, Martens fortgesetzt wurden. Die Lastwechselzahlen, die bei den Versuchen benutzt wurden, betrugen damals nicht mehr als einige Hundert in der Minute. Gegenüber diesen mechanischen Niederfrequenzerregungen der Konstruktionsteile ist man heute gezwungen, mit Hochfrequenzerregungen von mehreren Tausend in der Minute, ja sogar in der Sekunde zu arbeiten, um z. B. die Beanspruchungsweise der Schaufeln rasch laufender Dampfturbinen nachzuahmen, die gelegentlich bei solcher Beanspruchung zu Bruch gehen unter Umständen, von denen wir heute eigentlich nur das Vorhandensein von Gleichstimmigkeit zwischen Erregungszahl und Eigenton der Schaufel als notwendig kennen, während wir über die Größe der bruchbedingenden Amplitude der Schwingungsbeanspruchung nichts wissen; allem Anschein nach ist sie bei so hohen Frequenzen überraschend klein, woraus auf eine bisher noch verborgene Materialeigenschaft zu schließen wäre.

Einen breiten Raum im wissenschaftlichen Untersuchungswesen, besonders in den Laboratorien der maschinenbauenden Industrie, nimmt die Bekämpfung der Korrosionsvorgänge im Maschinenbetriebe mit strömenden Flüssigkeiten und Dämpfen ein. Auch hier sehen wir uns vielen unbeantworteten Fragen gegenüber; lediglich rein empirisch ist es gelungen, Materialien zu schaffen, die gewissen korrodierenden Wirkungen zu widerstehen vermögen, in den hoch nickelhaltigen Stählen oder in Legierungen, die nur aus Nickel und Kupfer bestehen. Eine besondere Verwicklung erfährt das Gebiet der Korrosionsvorgänge aber dadurch, daß elektrische Einflüsse durch vagabundierende Ströme oft eine erhebliche Rolle spielen; moderne Maschinenanlagen stehen ja meist im engsten Zusammenhang mit der Elektrizitätserzeugung und -anwendung, deren ungewollte Rückwirkung auf die Maschine auf elektrochemischem Wege sich häufig schwer vermeiden läßt. Eine Übersicht über die hier vorliegenden Probleme wie über

[1]) Die nachstehenden Ausführungen bis zum Schluß beruhen auf einem Exposé über die Anwendung maschinenbaulicher technisch physikalischer Untersuchungsmethoden in neuerer Zeit, welches mir von Herrn Prof. Dr. W. Hort zur Verfügung gestellt wurde.

den allgemeinen Zusammenhang der wissenschaftlichen Materialerforschung mit der Tätigkeit des Konstrukteurs gibt das Werk von O. Lasche Konstruktion und Material.

Ein ganz neues Gebiet der Materialerforschung bietet weiter das Verhalten der Isolationsstoffe gegenüber den außerordentlich gesteigerten Anforderungen der Hochspannungstechnik. Auch hier beginnt die Entwicklung allmählich aus der reinen Empirie in das Fahrwasser der wissenschaftlichen Tiefgründung überzugehen, wie Arbeiten z. B. von K. W. Wagner zeigen.

Hier handelt es sich um die vielgestaltigen Erscheinungen des Durchbruchs der Elektrizität durch Dielektrika, sowohl der festen, als auch der flüssigen und gasförmigen, denen eine weitverzweigte technisch-physikalische Literatur [1]) gewidmet ist. Diese Erscheinungen beherrschen auch die Vorgänge beim Schalten großer elektrischer Leistungen; je größer die Leistungen sind, desto mehr aber nimmt die Herstellung der Schaltvorrichtungen den Charakter des Elektromaschinenbaues an. Man braucht nur einen modernen Hochleistungsölschalter zu sehen, um zu begreifen, daß hier die Bezeichnung „Apparatebau" im herkömmlichen Sinne nicht mehr am Platze ist.

Der Elektromaschinenbau hat auch sonst zu einer maschinenbaulichen [2]) Weiterentwicklung der technischen Physik Anlaß gegeben, die durch die Verknüpfung der elektrodynamischen mit den mechanischen Erscheinungen hervorgerufen war. Hier ist in erster Linie das berühmte Problem der Parallelschaltung der Wechselstromdynamos zu nennen, welches wir heute auf Grund der Arbeiten von Benischke, Görges, Rosenberg, Sommerfeld vollständig beherrschen. Dies Problem ist auch deshalb wichtig, weil es in seiner letzten Auswirkung die Einführung einer neuen Art der Schwingungsdifferentialgleichung in die Technik bedeutet, nämlich der Differentialgleichung mit periodischen Koeffizienten. Diese Differentialgleichung, den Astronomen längst im Zusammenhang mit der Störungstheorie, insbesondere des Mondes, bekannt, von G. Hamel einer Untersuchung im technisch-mechanischen Sinne unterzogen, beherrscht auch die Schüttelerscheinungen kurbelgetriebener elektrischer Lokomotiven, wie A. Meissner erörtert hat, und auch, nach einer Untersuchung von O. Emersleben, das Problem der drahtlosen Telephonie. Diese kurze Aufzählung zeigt, wie innig die periodischen Vorgänge auf den verschiedenen technisch-physikalischen Gebieten miteinander verknüpft sind.

Eine weitere Problemgruppe hat das Aufkommen der Elektromaschinentechnik der technischen Physik zugeführt, das ist die Erzeugung von Schwingungen durch unperiodische Kräfte, wie wir sie in dem Pendeln gewisser Arten von Gleichstrommotoren vor uns haben. Die Entdeckung dieses maschinentechnischen Effektes datiert etwa aus der gleichen Zeit wie die der Erscheinung der Schwingungen des Gleichstromlichtbogens, nämlich von Anfang des Jahrhunderts. Während aber das Pendeln der Motoren eine lästige Erscheinung war, wurden die Schwingungen des Lichtbogens mit die Seele der modernen drahtlosen Telegraphie, auf welchem Gebiete ihnen die zur gleichen Problemgruppe gehörige Schwingungserzeugung mit Elektronenröhren den Rang streitig zu machen beginnt.

Von grundsätzlicher und in verschiedene physikalische Gebiete hineinspielender Bedeutung sind auch die Schwingungsvorgänge mit Richtkräften, die höheren Potenzen der Schwingungskoordinate proportional sind. Solche Vorgänge finden sich sowohl bei rein mechanischen wie auch elektromechanischen Problemen des Maschinenbaues, insofern der Stromverlauf in Wechselstromdynamos und in Transformatoren, sowie die Vorgänge des Ein- und Ausschaltens elektrischer Ströme [1]), durch sie beherrscht werden. Experimentell hat erstmalig Martienssen darauf hingewiesen, wie außerordentlich verschieden die Vorgänge in einer eisenhaltigen Spule (die als Analogon des Transformators gelten möge) sich von den in einer nicht eisenhaltigen gestalten. G. Duffing hat diese von ihm als pseudoharmonisch bezeichneten Schwingungsvorgänge einer theoretischen Erörterung unterzogen und an einer mechanischen Versuchsanordnung nachgeahmt. Der reinen Physik ist das pseudoharmonische Schwingungsproblem nicht fremd, da ja der Name nichts zur Sache tut: H. Helmholtz hat die Schwingungen des Trommelfelles auf Ansätze zurückgeführt (die neuerdings von E. Waetzmann einer kritischen Prüfung und einer Erweiterung unterzogen worden sind), wie sie auch Duffing zur Beschreibung maschinentechnischer Effekte benutzt. Der Umstand, daß die Ziele des Physikers und des Technikers hier weit auseinander liegen, ändert nichts an der Tatsache, daß die begriffliche Basis die gleiche ist.

Das Trommelfell ist ein Gegenstand der physiologischen Akustik. Es gibt aber auch eine maschinentechnische Akustik. Von jeder Maschine

[1]) Eine Darstellung dieses Gebiets auf Grund neuester, insbesondere eigener Forschungen bietet W. O. Schumann, Die Durchbruchsfeldstärke der Elektrizität in Gasen. Jul. Springer 1922.

[2]) Soeben ist eine ausführliche, sehr lesenswerte Zusammenfassung der neueren Untersuchungen auf den Gebieten der maschinen- und elektrotechnischen Physik, so weit sie periodische Vorgänge betreffen, erschienen in dem Handbuch der technischen Schwingungslehre von W. Hort. Jul. Springer 1922.

[1]) Eine ausgezeichnete Übersicht über dieses Gebiet vermittelt das soeben erschienene Werk von R. Rüdenberg, Elektrische Schaltvorgänge. Jul. Springer 1923.

gehen unvermeidlich Geräusche und Erschütterungen aus, deren Bekämpfung ein weit ausgedehntes Gebiet der wissenschaftlich-technischen Arbeit gewidmet ist. O. Knoblauch und seine Schüler betreiben die Erforschung der schall- und erschütterungdämpfenden Stoffe sowie des Problems der Fundamentschwingung. Die Fortpflanzung der von den Maschinenfundamenten ausgehenden Erschütterungen im Erdboden führt weiter zur Anwendung der Untersuchungsmethoden der Erdbebenforschung, wie es z. B. L. Mintrop, Grunmach, Zeisig getan haben.

Eine neue Auffassungsart der Fundamentschwingungen stammt von Thoma, der das Fundament als Schallantenne betrachtet, von der die durch die Maschine erzeugte Schallenergie in den Erdboden abgestrahlt wird. Mit dieser Formulierung gewinnt die Maschinentechnik Anschluß an die Betrachtungsweise der Unterwasserschalltechnik, wie sie von Hahnemann und Hecht eingeführt ist; hierbei sei darauf hingewiesen, daß die letztgenannten beiden Forscher einen Teil ihrer Begriffsbildungen und Methoden wiederum aus der Elektrizitätslehre, insbesondere aus der Lehre von der Ausbreitung elektromagnetischer Energie im Raum, herleiten, womit wir von neuem zu einem der hervorragendsten Physiker, H. Hertz, zurückgeführt werden, im Zusammenhang mit der Tatsache, daß die neueste wissenschaftlich-technische Entwicklung eben physikalisch beherrscht ist. Auch sonstige akustische Methoden sind in der Maschinentechnik vielfach in Gebrauch; z. B. wird oft die Bestimmung der Tonhöhe auffälliger Maschinengeräusche notwendig, um ihren Zusammenhang mit gewissen Konstruktions- oder Herstellungsfehlern zu erkennen; hierzu benutzt man Helmholtzsche Resonatoren.

Die Optik ist bereits oben bei der Hönigschmidt-Cokerschen Spannungsuntersuchungsmethode erwähnt worden. Aber auch hiervon abgesehen, haben optische Untersuchungsmethoden eine umfassende maschinentechnische Bedeutung: Das neuzeitliche Feinmeßwesen wäre ohne unsere feinst ausgebildeten optischen Apparate unmöglich, optische Pyrometer sind das unvermeidliche Requisit der Feuerbetriebe, optische Anordnungen sind die Vermittler bei der Aufzeichnung der rasch verlaufenden Schwingungsvorgänge.

Ganz neuerdings aber entwickelt sich in den Röntgenmethoden der Kristalloptik auf Grund der von M. v. Laue entdeckten Beugung der Röntgenstrahlen ein vielversprechendes Gebiet der Stofferforschung, welches voraussichtlich berufen ist, unsere Kenntnisse vom Verhalten der Materialien, insbesondere der Metalle wesentlich tiefer zu begründen, als es mit den bisher ausschließlich benutzten mechanischen und metallographischen Methoden möglich war.

Überblickt man die vorstehend geschilderte Entwicklung, deren Ergebnisse in den technisch-wissenschaftlichen Zeitschriften der letzten 30 Jahre und den Forschungsheften des Vereins Deutscher Ingenieure niedergelegt sind, so erkennt man, daß an Stelle der theoretischen Maschinenlehre ein neues viel weiteres Forschungs- und Lehrgebiet getreten ist, das man zweckmäßigerweise unter dem Namen der Technischen Physik zusammenfassen kann. Es zerfällt, wie auch die reine Physik, in die Mechanik der starren, elastischen und plastischen Körper, in die Hydromechanik einschlich der Aeromechanik, in die Wärmelehre mit Hinzunahme der physikalisch-chemischen Verbrennungserscheinungen, nebst der Elektrizitätslehre, Optik, Akustik[1]), und wird auf Grund einer tiefgehenden Versuchstätigkeit in den Laboratorien und Prüfanstalten der Technischen Hochschulen und der Industrie auch theoretisch mit allen Mitteln der mathematischen Analysis bearbeitet. Wenn diese Forschungen auch unmittelbar den technischen Bedürfnissen entspringen und diesen wieder zugute kommen, so greifen sie doch oft genug auch in das Gebiet der reinen Wissenschaft über und fördern so deren Zusammenarbeit mit der Technik zum Segen unseres niedergedrückten Volkes und der ganzen menschlichen Kultur.

[1]) An Darstellungen unserer Wissenschaft sind in Deutschland zu nennen H. Lorenz, Lehrbuch der technischen Physik (4 Bände: Mechanik, Elastizitätslehre, Wärmelehre, Hydrodynamik), R. Oldenbourg, München 1902 bis 1913 (neue Auflage bei Julius Springer im Druck), sowie das im Erscheinen begriffene Lehrbuch der technischen Physik von G. Gehlhoff und einer Reihe von Mitautoren (J. A. Barth, Leipzig 1924).

(Eingegangen am 14. April 1923.)

Über die Frage, ob es nicht Vorgänge in der Natur gibt, die als solche eines Perpetuum mobile zweiter Art angesprochen werden können, und einige Folgerungen.

(Nach einem Vortrag vor der Deutschen Gesellschaft für technische Physik, Ortsgruppe Heidelberg - Mannheim - Ludwigshafen, am 26. Oktober 1922.)

Von Richard von Dallwitz-Wegner
in Neckargemünd/Heidelberg.

Man ist im allgemeinen wenig befriedigt von der Lage, die der zweite Hauptsatz in der Wärmelehre schafft, und man kennt scheinbare Ausnahmen von dem, was einzelne seiner mehr oder weniger unbestimmten Fassungen behaupten, ohne daß es aber bis jetzt gelungen wäre oder ohne daß sich jemand die Mühe genommen hätte, diese Ausnahmen als Ausnahmen vom zweiten Hauptsatz zu identifizieren, und ihn damit zu widerlegen.

Im Nachfolgenden will ich nun zeigen, daß der zweite Hauptsatz wahrscheinlich nur für solche Wärme-Arbeits-Umsetzungen gilt (die mich als technisch interessierten Physiker am meisten beschäftigen), die dem heute (in der Motorentechnik) üblichen, noch ziemlich primitiven System des Carnotprozesses angehören, daß er aber darüber hinaus keine Gültigkeit besitzt (wie ja schon die Wärme-Arbeits-Umsetzungen in einem Daniellelement beweisen, das die Wärme ohne Temperaturgefälle mit nahe dem Wirkungsgrad Eins in Arbeit umsetzen kann), so daß der zweite Hauptsatz gar kein Naturgesetz, sondern nur eine Systemregel ist. Wenn man vom zweiten Hauptsatz spricht oder ihn gar widerlegen will, so muß man sich erst darüber einig sein, welche spezielle Fassung des Satzes man meint. Ich will nun hier aus den vielen möglichen Fassungen eine Anzahl herausgreifen, die das Gebiet betreffen, das ich bearbeiten will:

1. Es gibt Zustandsänderungen, die man nicht rückgängig machen kann, ohne daß eine Spur hinterbleibt!
2. Man kann die Reibungswärme nicht in Reibungsarbeit zurückverwandeln, ohne daß eine Spur hinterbleibt!
3. Man kann Wärme nicht nur in Arbeit verwandeln, es hinterbleibt eine Spur!
4. Das Perpetuum mobile zweiter Art ist unmöglich!
5. Man kann den Drosselungsvorgang nicht rückgängig machen, ohne daß eine Spur hinterbleibt!
6. Man kann den Diffusionsvorgang nicht rückgängig machen, es hinterbleibt eine Spur!
7. Die Wärme geht nicht „von selbst“ auf ein höheres Temperaturniveau!
8. Die Entropie strebt nach einem Maximum!
9. Bei nicht umkehrbaren Zustandsänderungen entsteht eine Entropie, die nicht wieder zum Verschwinden gebracht werden kann, weil die nicht umkehrbare Zustandsänderung nicht rückgängig gemacht werden kann, ohne daß eine Spur, eine Entropie hinterbleibt!
10. Durch Kreisprozesse kann die Wärmemenge Q nur im Maße des zur Verfügung stehenden Temperaturgefälles $(T_1 - T_2)$ in der Weise ausgenutzt werden, daß die gewonnene Arbeit
$$A = Q \times (T_1 - T_2) : T_1$$
allerhöchstens wird!

Diese Fassungen des zweiten Hauptsatzes sollen alle dasselbe aussagen, und ihr einheitlicher Zusammenhang wird gewöhnlich (z. B. von Planck, Thermodynamik, 5. Aufl., S. 77 bis 107) in folgender Weise dargelegt: Könnte z. B. der Drosselungsvorgang Satz 5 rückgängig gemacht werden, ohne daß eine Spur hinterbleibt, so würde man das Gas durch einen Arbeitsaufwand von außen komprimieren müssen, auf seinen ursprünglichen Druck. Dabei entsteht Kompressionswärme, die man nach außen abzuleiten hat, damit das Gas seine Anfangstemperatur wieder besitzt. Und mit dieser Kompressionswärme müßte man nun die geleistete äußere Kompressionsarbeit wieder zurück leisten. Wenn das ginge, dann wäre Satz 3 unrichtig, und auch Satz 2 und 10. Wenn Satz 3 unrichtig ist, so wäre Satz 4 auch unrichtig. Wenn Satz 5 unrichtig ist, so ist es auch Satz 6; denn der Diffusionsvorgang ist im Prinzip etwas ganz Ähnliches, wie der Drosselvorgang (auf den wir weiter unten noch zurückkommen). Wenn Satz 4 unrichtig ist, so ist auch Satz 1 unrichtig; denn dann kann man mit einem Perpetuum mobile zweiter Art alle Zustandsänderungen rückgängig machen, ohne daß eine Spur hinterbleibt. Bei Satz 7 kann man dann auch nachweisen, in jedem Einzelfalle, der nicht auf das Energieprinzip selbst zurückgeht, daß er unrichtig ist. Ist Satz 1 unrichtig, so ist auch Satz 9 unrichtig, und dann verliert Satz 8 seinen Sinn. Später wird sich ergeben, daß der hier stipulierte Zusammenhang zwischen den zehn Sätzen nicht so ohne weiteres besteht; wenn man nachgewiesen hat, daß einzelne der Sätze nicht zutreffen, so sind deshalb die andern Sätze doch nur dann hinfällig, wenn man neue Annahmen macht. Das ist ein Beispiel dafür, wie vorsichtig man bei Voraussagen über Entwicklungen sein muß, wenn man noch am Fuße dieser Entwicklungen steht. Und in der Wärmelehre stecken wir noch in den ersten Anfängen.

Ich habe nun früher (auch in dem eingangs erwähnten Vortrag) das Problem, die Zweifelhaftigkeit des zweiten Hauptsatzes nachzuweisen, in der Weise angegriffen, daß ich nachzuweisen versuchte, daß der Drosselvorgang (Satz 5) und der Diffusionsvorgang (Satz 6) rückgängig gemacht werden können, ohne daß eine Spur hinterbleibt, und daß man im Prinzip auch auf dieselbe Weise ein Perpetuum mobile zweiter Art aufbauen kann. Am Schluß der vorliegenden Arbeit komme ich auf diesen Beweisgang zurück. Dabei muß man aber entweder mit „idealen Gasen“ operieren, und der Einwand ist nicht von der Hand zu weisen, daß man den idealen Gasen ad hoc des zu Beweisenden Eigenschaften beilegte, die den Ausführungen das Allgemeingültige, Durchschlagende nehmen. Oder, wenn man den Betrachtungen die wirklichen Gase zugrunde legt, so fehlt ihnen wieder die allgemeine Durchschlagskraft, weil die Ergebnisse dann nicht einfach, nicht durchsichtig genug sind. Ich wähle deshalb hier den Weg, zunächst zu zeigen, daß es in der Natur anscheinend Vorgänge gibt, die als die eines Perpetuum mobile zweiter Art gedeutet werden können, woraus sich dann die vor-

hin erwähnten direkten Wege als eine künstliche Kopierung jener Vorgänge ergeben werden, mit der Beweiskraft, die den Naturvorgängen innewohnt. Als natürlichen Vorgang wähle ich den Kreislauf des Wassers vom Wasserbecken durch die Atmosphäre und zurück, und stelle als wahrscheinlich hin, daß man bei diesem Vorgang von der Mitwirkung der Sonnenenergie ganz absehen kann, daß es ein innerer energetischer Vorgang in der Atmosphäre bzw. der Erdkruste ist, daß also jeder Wasserfallmotor, jede Turbinenanlage als Perpetuum mobile zweiter Art angesehen werden kann. Auch darauf habe ich schon in meinem Vortrag hingewiesen, aber ohne den Versuch eines Beweises, der ein bißchen umständlich zu erbringen ist; man muß dabei weit ausholen. Hier ist er.

α) Energievorgänge beim Aufsteigen einer Gasblase in einem Glase Wasser.

In einem Glase G (Fig. 1) befinde sich eine Flüssigkeit von der gleichmäßigen Dichte δ, bezogen auf Wasser, und mittels einer Röhre R

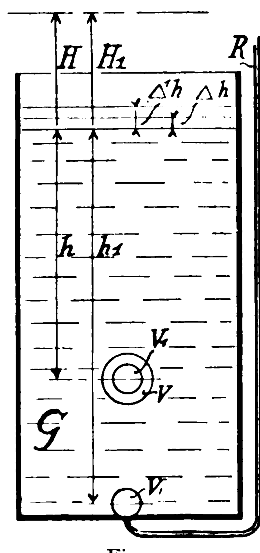


Fig. 1.

werde am Boden des Gefäßes in der Tiefe h_1 m unter der Oberfläche eine Gasblase vom Volumen V_1 m³ geblasen. In der Tiefe h_1 m herrscht der Druck $P_1 = P' + \frac{h_1 \delta}{10}$ at, wenn P' at den Atmosphärendruck über der Flüssigkeit bedeutet. Setzt man $P' = \frac{(H-h)\delta}{10}$ at, so wird einfacher und allgemein der Druck in der Tiefe h m unter der Flüssigkeitsoberfläche

$$P = H\delta : 10 \text{ at}, \tag{1}$$

worin das Höhenmaß H als Hilfsmaß in Fig. 1 verdeutlicht ist. Danach wird $P_1 = H_1 \delta : 10$ at.

Zur Erzeugung der Blase wurde also die Energie

$$E_1 = 10000\, P_1 V_1 = 1000\, \delta H_1 V_1 \text{ kgm} \tag{2}$$

aufgewendet, und auf die Blase wirkt nun der Auftrieb

$$A_1 = 1000\, \delta V_1 \text{ kg}, \tag{3}$$

von dem

$$A_1' = A_1 - g \text{ kg} \tag{4}$$

der „freie" Auftrieb sei, wenn die Blase g kg wiegt. Bei der Entstehung der Blase wurde eine Flüssigkeitsmenge V_1 m³ verdrängt, die nun als eine zusätzliche Oberflächenschicht Δh (Fig. 1) existent ist, und die in bezug auf den Blasenhohlraum die potentielle Energie E_1 nach (2) besitzt, wenn der Atmosphärendruck über der Flüssigkeit $P' = 0$ at oder wenn $h = H$ m ist. Nur dieser Fall interessiert hier. Ist in (4) das Blasengewicht $g < A_1$, so steigt die Blase alsbald nach oben.

a) Vereinfachter Aufsteigevorgang.

Bleibt beim Aufsteigen das Blasenvolumen V_1 m³ konstant, so würde der Auftrieb A_1 nach (3) unverändert bleiben, da ja δ als unveränderlich vorausgesetzt wurde. Die zusätzliche Flüssigkeitsschicht Δh vom Volumen V_1 bleibt ebenfalls erhalten, bis die Blase die Oberfläche der Flüssigkeit erreicht hat. Die potentielle Energie dieser Flüssigkeitsschicht ist immer

$$E = 1000\, \delta V_1 \times H \text{ kgm}, \tag{5}$$

wobei H m der von der Blase noch zu durchlaufende Weg ist. Während des Hochsteigens der Blase wird eine Auftriebsarbeit

$$L = A_1 (H_1 - H) = 1000\, \delta V_1 (H_1 - H) \text{ kgm} \tag{6}$$

geleistet, wovon

$$L_n = g (H_1 - H) \text{ kgm} \tag{7}$$

als „Nutzarbeit" zur Hebung des Blasengewichts aufgewendet und als relative potentielle Energie der Blasensubstanz erhalten bleibt, während

$$(L - L_n) \text{ kgm}$$

für kinetische Energien zur Beschleunigung der Blase in der Auftriebsrichtung und zur Überwindung der Reibung dabei verbraucht wird. Der Unterschied

$$E_1 - E = 1000\, \delta V_1 (H_1 - H) = L \tag{6a}$$

ist nach (2), (5) und (6) gleich der geleisteten Auftriebsarbeit.

Die Blase hat also eine gewisse genetische Energie E_1 nach (2) in sich investiert, die ihr von außen, von einer besonderen Energiequelle $Γ$ zugekommen ist. Die genetische Energie wird beim Aufsteigen der Blase verbraucht zur Bildung einer potentiellen Energie L_n nach (7) der Blasensubstanz und zu andern Arbeiten. Ist das Blasengewicht $g = A_1$ nach (3), so kann schließlich $E_1 = L_n$ werden.



b) Wirklicher Aufsteigevorgang.

Faktisch bleibt das Blasenvolumen beim Aufsteigen nicht konstant, sondern wird größer. Im allgemeinen wird die Volumenänderung einem polytropen Gesetz $P_1 V_1^n = P V^n$ folgen; wenn die Blase um $(H_1 - H)$ m aufgestiegen ist, wird ihr Volumen

$$V = V_1 \left(\frac{P_1}{P}\right)^{1/n} = V_1 \left(\frac{H_1}{H}\right)^{1/n} \text{m}^3 \tag{8}$$

sein, und der jeweilige Auftrieb

$$A = 1000\, \delta\, V_1 \left(\frac{H_1}{H}\right)^{1/n} \text{kg}, \tag{9}$$

der nun immer größer wird, je höher die Blase steigt. Das Substanzgewicht g kg der Blase kann nun nicht mehr in einem bestimmten Verhältnis zum Auftrieb stehen bleiben. Die Auftriebsarbeit wird allgemein

$$\left.\begin{aligned} L = \int_H^{H_1} A\, dH = 10000\, P_1 V_1 \frac{n}{n-1} \\ \times \left[1 - \left(\frac{H}{H_1}\right)^{n - 1/n}\right] \text{kgm}. \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Bleibt im besonderen die Blasentemperatur beim Aufstieg konstant, so wird

$$A_i = 1000\, \delta\, V_1 \frac{H_1}{H} \text{kg} \tag{11}$$

und

$$L_i = 10000\, P_1 V_1\, l_n \frac{H_1}{H} \text{kgm}. \tag{12}$$

Die energetischen Verhältnisse der volumenveränderlichen Blase werden nun folgende:

Die Blase bekommt bei ihrer Erzeugung von einer äußeren Ursache U eine gewisse genetische Raumenergie nach (2) mit auf den Weg, die in der Flüssigkeit, in der die Blase schwimmt, als der Blase zugehörige potentielle Energie aufgespeichert wird, in Form einer zusätzlichen Flüssigkeitsschicht Δh in Fig. 1, die in bezug auf die Blase die potentielle Energie E_1 kgm besitzt.

Die Blase beginnt nun aufzusteigen, und eine Auftriebsarbeit L nach (10) oder (12) wird geleistet. Besitzt die Flüssigkeit in allen Höhen H die gleiche Temperatur, so kann die Blase bei entsprechendem Wärmeaustausch isotherm ihr Volumen vergrößern, und sie behält beim Aufstieg ihre genetische Energie $E_1 = 10000\, P_1 V_1$ kgm nach (2) konstant bei, da $P_1 V_1 = P V =$ const ist. Die Auftriebsarbeit L nach (12) wird ganz von der Wärmeenergie der Flüssigkeit geleistet. Da die zusätzliche Flüssigkeitsschicht Δh in Fig. 1 nun immer gleich der jeweiligen genetischen Raumenergie E_1 der Blase sein muß, so muß ihr Volumen im gleichen Maße zunehmen, als die zur Verfügung stehende Steighöhe H zunimmt, nach (5), oder ihre Stärke muß zunehmen auf $\Delta' h$ in Fig. 1. Die Nutzarbeit L_n nach (7) wird ebenfalls ganz von der Wärmeenergie der Flüssigkeit geleistet. Die Arbeitsdifferenz $(L - L_n)$ wird in kinetische Energie verwandelt. Da aber die Blase eine nur geringe Aufsteigegeschwindigkeit erlangen kann, wegen der verhältnismäßig großen Reibung, so wird faktisch die Arbeit $(L - L_n)$, die nicht Nutzarbeit ist, in Wärme zurückverwandelt und der Flüssigkeit wiedergegeben, so daß in der Tat die Wärmeenergie der Flüssigkeit fast nur die Nutzarbeit L_n leistet, um so mehr, je größer H_1 ist. Erfolgt der Aufstieg der Blase adiabatisch, wobei die Flüssigkeit dasselbe Temperaturgefälle zeigen muß, wie die sich adiabatisch vergrößernde Blase, so nimmt die genetische Energie E_1 mit dem Aufstieg ab, aber nicht so schnell, wie bei der Blase von konstantem Volumen, nach (5), und die Abnahme ist nicht proportional der geleisteten Auftriebsarbeit, wie bei Gleichung (6a), sondern sie nimmt weit langsamer ab als H, die Steighöhe (es ist jeweilig bei der Steighöhe H die genetische Raumenergie der Blase $E = 10000\, P_1 V_1 [H/H_1]^{n-1/n}$), dem entsprechend nimmt die zusätzliche Flüssigkeitsschicht von Δh in Fig. 1 auch auf einen größeren Wert $\Delta' h$ während des Aufstiegs zu. Die Auftriebsarbeit L nach (10) wird zu einem Teil von der genetischen Raumenergie E_1 bestritten, zum andern Teil aber von der inneren Wärmeenergie ϱ der Blase selbst, und die Energie ϱ können wir auch aus der Quelle U stammend ansehen, sie ist ebenfalls genetische Energie. Die Nutzarbeit L_n stammt dann ganz aus der Quelle U. Die Arbeitsdifferenz $(L - L_n)$ wird wieder zum größten Teil in Wärme verwandelt werden, in Wärme, die von der Blase, zum größeren Teil aber wohl von der Flüssigkeit aufgenommen wird, auf Kosten der Energiequelle U, die der Blase die Energie

$$r = E_1 + \varrho \text{ kgm} \tag{13}$$

mitgegeben hat. Also: Besteht in der Flüssigkeit das adiabatische Temperaturgefälle der aufsteigenden Blase, so wird die Nutzarbeit L_n ganz von der inneren Energie r der Blase nach (13) geleistet, die aus der Quelle U stammt; ist das Temperaturgefälle noch größer, so wird die Flüssigkeit außerdem noch auf Kosten von r erwärmt. Ist das Temperaturgefälle kleiner, so trägt die Wärmeenergie der Flüssigkeit zur Leistung der Nutzarbeit L_n bei; ist die Temperatur der Flüssigkeit konstant, so wird die gesamte Nutzarbeit von ihrer Wärmeenergie geleistet, ebenso, wenn die Temperatur der Flüssigkeit nach oben zunimmt.

An diesen Verhältnissen wird nichts geändert, wenn die Dichte δ der Flüssigkeit nach oben abnimmt oder wenn es sich um ein Gas, etwa die Atmosphäre handelt, in der die Blase schwimmt. An die Stelle der einfachen Gleichung (1) tritt

dann nur eine barometrische Höhenformel, und die energetischen Beziehungsgleichungen werden komplizierter, nicht aber die energetischen Beziehungen selbst.

Wenn die Blase in der Atmosphäre nun eine Wasserdampfblase ist, die während des Aufstiegs zum Teil kondensiert, und die durch Kondensation während ihres Aufstiegs gelegentlich auch ganz verschwinden kann, so erscheinen dabei Teile oder die ganze Nutzenergie L_n nach (7) aktiv werdend als Regen, als Wasserfall oder schließlich als Turbinenenergie, elektrische Energie usw. Übrigens kann der fallende Regen ohne weiteres elektrische Erscheinungen, die Wasserfallelektrizität, auslösen. Diese Energien stammen, wie gezeigt wurde, entweder ganz aus der Energiequelle U oder zum Teil oder ganz aus der Flüssigkeit, hier der Atmosphäre. Um das Wesen dieser Energiequellen in bezug auf ihr eigenes Herkommen besser erkennen zu können, sei das Aufsteigen einer Dampfblase unter zunächst vereinfachten Bedingungen verfolgt.

β) Energievorgänge beim Aufsteigen einer Dampfblase im Verdampferrohr.

In einem Rohr R (Fig. 2) von 1 m² Querschnitt befinde sich Wasserdampf, der aus dem Topf

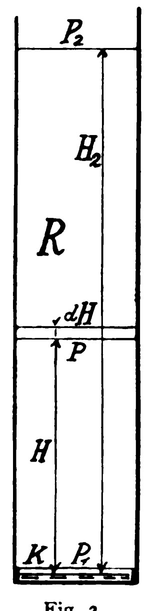


Fig. 2.

unten bei k ständig und gleichmäßig verdampft wird. Das Rohr sei vollkommen gasleer und so lang oder hoch, eventuell weit über die Grenzen der Atmosphäre heraus, daß an seinem Ende der Druck und die Temperatur Null herrscht. Die Wände des Rohrs seien für Wärme vollkommen undurchlässig. Das Rohrende kann, wie sich zeigen wird, unter diesen Umständen fest verschlossen sein, es genügt aber, da oberhalb des Rohrs auch die Temperatur und der Druck Null vorausgesetzt wird, wenn das Rohrende einen lose aufliegenden Deckel oder einen Schirm trägt, der Wärmestrahlungsverluste nach außen verhindert. Beim Topf k herrsche der Dampfdruck P_1 at, nach oben zu nimmt der Druck ab, entsprechend der Abnahme der auf dem weiter unten befindlichen Dampf lastenden oberen Dampfmasse. In einer Höhe H m von unten (wir bemessen die Höhe H nun von unten, im Gegensatz zur Gepflogenheit bei Fig. 1) herrscht nur mehr ein Druck P at, und in sehr großer Höhe H, sagen wir für $H = \infty$, wird $P = 0$ at. Der jeweilige Druck von P hat zwar mit der vorliegenden Überlegung nicht direkt etwas zu tun, die Resultate der Überlegung werden aber doch anschaulicher, wenn man die Abhängigkeit $P = \varphi(H)$ ermittelt, und auf die Anschaulichkeit kommt ja hier alles an. Nimmt die Höhe um dH zu, so nimmt der Druck um $-dP$ ab. Ist Γ kg/m³ die Dichte des Dampfes, so ist $-10000\,dP = \Gamma\,dH$ kg/m². Ist Γ_1 die Dichte beim Anfangsdruck P_1 at, so kann man Γ als Funktion vom Druck P ausdrücken, indem man schreibt $\Gamma = \Gamma_1 - \gamma(P_1 - P)$ kg/m³, wobei vorausgesetzt wird, daß sich Γ im betrachteten Druckintervall linear mit P ändert. Wenn man die Druckänderungen nicht zu groß nimmt, so trifft das annähernd zu. Vielleicht muß man beim Verdampferrohr berücksichtigen, daß die Schwerkraft mit der Höhe H abnimmt; wir setzen deshalb $\Gamma = \frac{R^2}{(R+H)^2}(\Gamma_1 - \gamma[P_1 - P])$ kg/m³, wenn R der Erdradius ist. Man gewinnt nun als Gesetz der Abnahme von P mit der Zunahme von H

$$\int_{P_1}^{P_2} \frac{-dP \cdot 10000}{\Gamma_1 - \gamma(P_1 - P)} = \int_{H_1}^{H_2} \frac{R^2}{(R+H)^2}\, dH,$$

oder $\frac{10000}{\gamma} l_n \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = \frac{RH}{R+H}$ (oder $= H'$ m für konstante Schwerkraft). Es ist

$$\left.\begin{aligned} H &= \frac{RH'}{R-H'}\,\text{m}, \\ &= \frac{10000\,R\,l_n\,\Gamma_1/\Gamma_2}{\gamma R - 10000\,l_n\,\Gamma_1/\Gamma_2}\,\text{m}. \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

In der Tabelle weiter unten sind einige Werte von H und H' angegeben, indem von einem Anfangsdruck $P_1 = 1$ at beim Topf k ausgegangen und $P_2 = 0{,}9$ und $0{,}1$ at beispielsweise gesetzt wurde. Aus einer Dampftabelle (W. Schüle, Die Eigenschaften des Wasserdampfes nach den neusten Versuchen. Zeitschr. d. Ver. d. Ing. 1911. S. 1506) wurde hierzu Γ_1 und Γ_2 entnommen, und

$$\gamma = (\Gamma_1 - \Gamma):(P_1 - P)$$

ermittelt, woraus H sich ergibt ($R = 6365000$ m).

Danach ist der Druck $P_2 = 0{,}9$ at in einer Höhe $H = 1800$ m, der Druck $P_2 = 0{,}1$ at in $H = 38000$ m erreicht. Verfolgen wir nun den Dampf bei seinem Aufstieg im Verdampferrohr: Ist der Dampf eben der Flüssigkeit beim Topf k entstiegen, die die Flüssigkeitswärme q_1 kcal/kg besitzt, unter einem Wärmeaufwand

$$r_1 = \varrho_1 + A P_1 (V_1 - \sigma) = \varrho_1 + E_1 \cdot A \text{ kcal/kg},$$

wobei r_1 mit dem Wert r in Gleichung (13) identisch ist, so ist er „trocken" und gesättigt. Er besitzt die „innere Verdampfungswärme" ϱ_1 kcal/kg und die „äußere Verdampfungswärme" $E_1 \cdot A$ kcal/kg ist in Form von potentieller Energie in der Dampfsäule aufgespeichert, wie wir zu Fig. 1 uns klar gemacht haben. Der Dampf wird nun im Verdampferrohr hochsteigen, wie unsere Gasblase bei Fig. 1, wobei ihr Volumen mit abnehmendem Druck zunimmt und die Dampftemperatur vom Anfangswert T_1^0 abs. adiabatisch abnimmt. In der Höhe H angelangt, ist nun der Druck P at, das Volumen V m³/kg, die Temperatur T^0 abs. geworden, während die Verdampfungswärme nun r kcal/kg, die innere Verdampfungswärme ϱ und die Flüssigkeitswärme q kcal/kg beträgt. Nun ist aber für $P < P_1$ die Verdampfungswärme $r > r_1$, und deshalb ist in diesem Dampfzustand ein Teil des Dampfes kondensiert, er ist nun „naß", er besteht jetzt aus x kg Dampf je kg aufgestiegenem Dampf, und aus $w = (1 - x)$ kg Wasser von der Temperatur T^0 abs., wenn vorausgesetzt wird vorläufig, daß die Dampfblase ihr Kondenswasser bei sich behalten hat. Die Größe x geht dann aus der bekannten Gleichung von Clausius hervor, nach der ist

$$x = T\left(c_m\, l_n \frac{T_1}{T} + \frac{r_1}{T_1}\right) : r \text{ kg} \qquad (15)$$

je kg nasser Dampf. Hierin ist c_m die mittlere spezifische Wärme des Wassers im Temperaturintervall T_1 bis T oder t_1 bis t, oder die spezifische Wärme des Wassers bei der mittleren Temperatur $t_m = (t_1 + t) : 2$ Grad C., und es ist

$$\left.\begin{aligned} c_m = 0{,}9983 - 0{,}00010368\, t_m \\ + 0{,}00000013824\, t_m^2 \text{ kcal/kg}. \end{aligned}\right\} \quad (16)$$

Die übrigen Werte kann man der Dampftabelle entnehmen.

In der Höhe H m über k hat also die Dampfblase $w = (1 - x)$ kg Wasser je kg aufgestiegenen Dampf bei sich, das eine potentielle Energie $L_n' = w \cdot H$ kgm besitzt. Das Arbeitsvermögen L_n' ist bei adiabatischer Expansion (um die es sich hier handelt) auf Kosten der Verdampfungswärme r_1 geliefert worden, wie wir bei der Blase zu Figur 1 verfolgten. Läßt nun unsere Dampfblase in H m Höhe das Wasserquantum w kg (je kg Dampfblase bei k) fallen, so kann dies Wasser beim Aufschlag im Topf k eine der Energie L_n' entsprechende Wärmemenge dabei entwickeln, und es wird ein entsprechendes neues Dampfgewicht daraus gebildet, das nun aufsteigt. Wird beim Fall durch das Verdampferrohr ein Teil der Energie L_n' durch Reibung absorbiert und in Reibungswärme verwandelt, so wird schon unterwegs ein Teil von w, oder ein Teil anderen Kondenswassers verdampft, das sich noch unterwegs nach oben befindet, oder das noch nicht eine so hohe Fallgeschwindigkeit besitzt, wie w.

Betrachten wir zunächst zur Illustration diese Verhältnisse zahlenmäßig. Es wird für:

	$P_1 = 1$ at	$P = 0{,}9$ at	$P = 0{,}1$ at	
q	99,1	96,2	45,3	kcal/kg
T	372,1	369,2	318,4	Grad abs
t_m	—	97,65	72,25	Grad C
c_m	—	1,00136	1,00448	kcal/kg
ϱ	499,0	500,6	536,1	„
$10\,000\, A P (V - \sigma) = A \cdot E$	40,3	40,0	35,3	„
r	539,1	540,6	571,4	„
$\lambda = r + q$	638,2	636,8	616,7	„
V	1,721	1,900	15,08	m³/kg
x	—	0,99483	0,89457	kg/kg
$w = 1 - x$	—	0,00517	0,10543	„
H	—	1807	38177	m
H'	—	1807	37749	„
$L_n' = w \cdot H$	—	9,7578	4025,1	kgm/kgDpf.
$h\ A \cdot L_n'$	—	0,0229	9,45	kcal/kg Dpf.

Aus dieser Zusammenstellung ist zu erkennen, daß die Energiebeträge L_n' für $P = 0{,}1$ at schon bedeutendere sind; wird aber H immer größer, so konvergiert in (15) der Wert x gegen Null und w gegen Eins, und das Energieprinzip verlangt, daß dann die gesamte Verdampfungswärme r_1 in der Nutzenergie L_n steckt, wie zu Fig. 1 auch verdeutlicht wurde, und durch Herunterfallen des Kondenswassers in den Topf k kann nun die gleiche Dampfmenge ohne Wärmezufuhr von außen im Topf k wieder gebildet werden. Nimmt die

Dampfblase ihr Kondenswasser nicht mit in die Höhe, oder nur zum Teil, so ändert das nichts an dieser Erscheinung, denn entsprechend dem fehlenden Wasser beim Aufstieg wird die Steighöhe H entsprechend höher. Man kann also die Wärmezufuhr von außen zum Topf k unterbrechen, und es würde trotzdem im Topf k fortdauernd Wasser verdampft und zum Aufsteigen gebracht, worauf der Dampf allmählich kondensiert und das Kondenswasser als Regen herabfällt, in ständigem Kreislauf.

Dieser immerwährende Wasserfall-Kreisprozeß ist nun kein Perpetuum mobile erster Art, sondern zunächst eine Arbeitsvorrichtung, ähnlich einem Schwungrad, das in Drehung versetzt worden ist und nun weiter läuft. Die Vorrichtung ist aber auch ein Perpetuum mobile zweiter Art, denn in ihr wird Arbeit in Wärme, und zurück Wärme nur vollständig in Arbeit verwandelt, ohne daß eine Spur hinterbleibt! Man kann dem fallenden Wasser mit Wassermotoren auch einen Teil seiner Fallenergie nehmen und diese nach außen als mechanische Energie ableiten, und braucht dafür dem Wasser im Topf k von außen nur die äquivalente Wärmemenge der entnommenen Energie zuzuführen. Der Wirkungsgrad des Wärme-Arbeits-Kreisprozesses ist Eins! Und weiter, man kann den Druck P_1 und die entsprechende Temperatur T_1 beim Topf k so wählen, daß T_1 kleiner ist als die Außentemperatur der Umgebung des Topfes k und braucht dann zur Ergänzung der Wärmeenergie im Topf k keine besondere Wärmequelle, sondern kann die angeblich „tote" Wärmeenergie der Umgebung zur Arbeit ausnutzen. Man sieht, es handelt sich um ein komplettes Perpetuum mobile zweiter Art, und die eingangs angeführten wichtigen Fassungen 3, 4 und 10 des zweiten Hauptsatzes sind ohne weiteres widerlegt!

Sind nun die Wände des Rohrs R (Fig. 2) wärmedurchlässig, so weit die Atmosphäre reicht, hat die umgebende Atmosphäre dasselbe oder ein anderes Temperaturgefälle als die Dampfsäule in R, so kann man sogleich voraussagen, daß im Prinzip nichts an den Vorgängen darin geändert wird, wenn das atmosphärische Temperaturgefälle nach oben dasselbe oder kleiner ist als in R. Wir besprachen den Fall schon zu Fig. 1, als wir die Blase uns nicht adiabatisch hochsteigend dachten, sondern in einer Flüssigkeit, deren Temperaturgefälle nach oben kleiner ist als das adiabatische Gefälle der Blase. Wir fanden, daß dann die Nutzarbeit L_n ganz oder zum Teil von der Wärmeenergie der Flüssigkeit geleistet wird, im Verdampferrohrfalle also von der Wärmeenergie der Atmosphäre, so weit die Atmosphäre das Rohr R umgibt. Die Fallhöhen H werden nun relativ größer, so daß im Topf k mehr Wasser verdampft und der Kreisprozeß beschleunigt vor sich geht. Es muß sogar in k überhitzter Dampf entstehen, wodurch relativ H wieder größer wird. Damit wird aber auch P_1 und T_1 beim Topf k größer, und damit die mittlere Temperatur in R, wodurch schließlich ein Gleichgewichtszustand eintritt. Ist das atmosphärische Temperaturgefälle größer als das adiabatische (bzw. isobarische) in R, so wird, wie wir auch schon zu Fig. 1 fanden, ein Teil der genetischen Energie r_1 nach außen an die Atmosphäre abgeführt, so daß der Dampf eher kondensiert, ehe die äquivalente Höhe H erreicht ist, und es wird durch das Fallwasser im Topf k weniger Dampf gebildet als aufgestiegen ist bzw. als als Wasser herabfällt, weil die äquivalente Fallhöhe H nicht erreicht werden kann. Dadurch werden P_1 und T_1 bei k und die mittlere Temperatur so weit verkleinert, bis sich ein Gleichgewichtszustand ausbilden kann, bei dem der Kreisprozeß in Gang bleibt. Ist das atmosphärische Temperaturgefälle sehr groß oder herrscht außerhalb von R überhaupt eine sehr tiefe Temperatur, indem R von außen gekühlt wird, sagen wir auf 0^0 C., so stellt sich beim Topf k ein entsprechend tiefer Druck P_1 = etwa 0,006 at ein, die Verdampfung (oder Verdunstung) bleibt trotzdem im Gange, und sie wird energetisch unterhalten wie jede Verdunstung (wir befinden uns jetzt auf ganz bekanntem Gebiet) durch die Energie der Dampfmolekel, die in das Wasser bei k zurückkehren, und auch durch die Energie des aus größerer oder kleinerer Höhe H herabfallenden Kondenswassers. Man hat bisher die Kondensation des Wassers nach Gleichung (15) von Clausius und die Tatsache, daß dies Kondenswasser eine potentielle Energie besitzt, nur außer Kalkulation gelassen. Diese Kalkulation allein ist das Neue an den vorliegenden Darlegungen, sonst wäre man auf diese Verhältnisse schon früher gekommen.

Wird schließlich der Wärmestrahlungsschirm am Ende des Rohrs entfernt, so daß das Wasser in k und der Dampf in R auch nach außen in den Weltenraum Wärmeenergie durch Strahlung usw. verlieren kann, so kann dieser Verlust durch die Wärme der Umgebung von k, also der Erdkruste oder der Atmosphäre immer ersetzt werden; die Umgebung verliert ja auch außerhalb des Rohrs R durch Strahlung Wärme in den Weltenraum, so daß der Wärme-Arbeits-Kreisprozeß im Rohr R im Gange bleibt; es bleibt bei dem Perpetuum mobile zweiter Art, ob nun aus der Atmosphäre Wärme in den Dampf des Rohrs R eindringt oder nicht, oder umgekehrt, oder ob nun der Inhalt des Rohrs Strahlungsverluste erleidet oder nicht. Bei Strahlungsverlusten ist aber der Wirkungsgrad des Kreisprozesses nicht mehr Eins, sondern die geleistete Arbeit plus den Wärmestrahlungsverlusten in den Weltenraum ist äqui-

valent der Wärme, die aus der Umgebung U (wie wir zu Fig. 1 die fragliche Energiequelle nannten) in das Rohr R eindringt.

Würde der Kreisprozeß mal durch irgendeinen Umstand so zum Stocken gebracht, daß kein Fallwasser mehr nach k gelangt und das Rohr R mit Dampf von der den Verhältnissen entsprechenden Druckabstufung nach oben gefüllt im Gleichgewicht stehen bleibt, so ist dieser Gleichgewichtszustand doch nur ein durchaus labiler. Durch die geringste Störung der Druckabstufung fällt wieder Kondenswasser nach k, wodurch wieder Dampf nachgeschoben und der Kreisprozeß in Gang gebracht wird. Als Störung wirkt wohl schon die molekulare Diffusion.

γ) Der Kreislauf des Wassers in der Atmosphäre.

Sehen wir von der Sonne und ihrer Energieeinstrahlung zur Erde ganz ab, so behält die Erde doch ihre Atmosphäre, deren Druckabstufung nach außen (die von der Schwerkraft abhängt) und ihr Temperaturgefälle, das erstens adiabatisch durch aufsteigende Teile der Atmosphäre und zweitens durch das Temperaturgefälle von der Erdkruste nach außen zum Weltenraum entsteht; denn im von der Atmosphäre freien Weltenraum muß die Temperatur Null herrschen, da im von Materie freien Raum der Temperaturbegriff seinen Sinn verliert. Nach den Vorstellungen der kinetischen Gastheorie hat der Weltäther nicht die Temperatur Null, sondern überhaupt keine Temperatur, zumal er nicht molekular unterteilt sein kann, und die Molekel der Luftteilchen, die an ihn angrenzen, besitzen eine so große freie Weglänge, daß ihre Temperatur Null sein muß.[1]) Übrigens bestehen die oberen Teile der Atmosphäre wahrscheinlich aus den leichtesten Gasarten, Wasserstoff usw. (nach A. Wegener). Die Erdkruste und alles, was daran grenzt, ist relativ warm und verliert nach außen in den Weltenraum Wärmeenergie nur durch Strahlung. Das Wasser, das an der Erdoberfläche verdunstet, steigt in der Atmosphäre hoch, wobei während des Hochsteigens der Dampf wieder kondensiert, in einer Weise, die aus der Gleichung (15) von Clausius annähernd hervorgeht. Jedenfalls kann der Dampf als solcher nicht in den freien Weltenraum gelangen, wenigstens nicht allein aus diesen terrestrischen Ursachen heraus (den kosmischen Eistheorien soll hier nicht zu nahe getreten werden), und in den obersten Schichten werden die letzten Dampfreste kondensieren und als Wasser zur Erde zurückfallen. Sonst würde sich dort eine Dampf- oder Wasserschicht ansammeln, die schließlich auch mal ihr Existenzmaximum erreicht haben müßte. Die potentielle Energie des atmosphärischen Kondenswassers kann man sich also ganz als aus der Wärme der Erdkruste entstanden denken, aus der sogenannten „toten" Wärme der Umgebung der Wärmetheorie; von der Sonneneinstrahlung kann man dabei ganz absehen, und deshalb kann man alle Motoren, die die Fallenergie des Wassers ausnutzen, als Wasserturbinen, Wasserräder usw. als Perpetuum mobile zweiter Art auffassen, die noch dazu (was aber, wie man sieht, gar nicht dazu gehört) die Wärme der Umgebung mit einem Wirkungsgrad ausnutzen, der mit der Fassung 10 des zweiten Hauptsatzes nicht in direkter Beziehung steht. Es macht gar nichts aus, daß in Wirklichkeit diese Verhältnisse durch die Einstrahlung der Sonne kompliziert werden. Im Prinzip beziehen die Wasserfallmotoren ihre Betriebsenergie aus der Wärmeenergie der Erdkruste in Verbindung mit ihrer Schwerkraft oder ihrer Massenanziehung, durch die ein Druckgefälle in der atmosphärischen Schicht entsteht, durch das aufsteigende Wasserdämpfe kondensieren und potentielle Wasserfallenergie bilden müssen.

[1]) In meiner Arbeit: Der Zustand der oberen Schichten der Atmosphäre, in der Zeitschrift für Physik, Band 14, S. 296 von 1923 habe ich nachgewiesen, wo die Temperatur $T = 0$ über der Erdoberfläche zu suchen ist.

δ) Der zweite Hauptsatz.

Da es im Prinzip möglich ist, Wärme nur in Arbeit zu verwandeln, ohne daß eine Spur hinterbleibt, da das Perpetuum mobile zweiter Art möglich ist und da im Prinzip ein Wärme-Arbeits-Kreisprozeß mit dem Wirkungsgrad Eins durchgeführt werden kann, wie im Absatz β gezeigt wurde, so sind die Fassungen 3, 4 und 10 der eingangs angeführten Fassungen des zweiten Hauptsatzes hinfällig, um so mehr, als im Absatz γ ein praktisch existierendes Perpetuum mobile zweiter Art nachgewiesen wurde. Wahrscheinlich gibt es noch mehr solcher Fälle in der Natur, erinnert sei an die tierischen Motoren, die den Heizwert der Nahrungsmittel ohne Temperaturgefälle mit sehr hohem Wirkungsgrade ausnutzen, und wieder an das Daniellelement, das fast den Wirkungsgrad Eins bei der Umsetzung des Heizwerts des Zinks in elektrische Energie erkennen läßt. Bei unserm Verdampferrohr trat die kinetische Wärmeenergie mit potentieller Energie vergesellschaftet auf, vielleicht liegt in solcher Vergesellschaftung der Wärme mit andern Energiearten das Wesen des Neuen. Wenn Fassung 4, die Ostwaldsche Fassung des zweiten Hauptsatzes, nicht gilt, die als die umfassendste bisher angesehen wurde, so sind damit doch noch nicht die andern Fassungen hinfällig, z. B. Fassung 5 und 6 vom Drosselvorgang und der Diffusion. Der von Planck stipulierte genetische Zusammenhang zwischen der Auswahl der Hauptsatzfassungen besteht also nicht ohne weiteres. Erst wenn man das Wesen des Verdampferröhren-Kreisprozesses rein herausschält, läßt sich

der Zusammenhang vielleicht nachweisen. Ich habe das bei meinem Vortrag in der folgenden Weise gemacht, und man mag selbst urteilen, ob ich das Wesen der Sache richtig verstanden und damit alle die angeführten zehn Fassungen des zweiten Hauptsatzes zu Fall gebracht habe.

G_1 und G_2 in Fig. 3 seien die Abteilungen eines Jouleschen Drosselgefäßes; in G_1 befinde sich Gas vom Zustand $V_1 P_1 T_1$, in G_2 sei ein Vakuum. Nun wird die Klappe k geöffnet und das Gas nimmt nun den ganzen Raum des Gefäßes, $G_1 + G_2 = V_2$, ein, ohne daß eine äußere Arbeit geleistet wird. Handelt es sich um ein sogenanntes ideales Gas, so ist nach Ausgleich aller Wirbel der neue Zustand des Gases $P_2 V_2 T_1$, wobei $P_2 < P_1$ und die Temperatur T_1 unverändert ist. Die Zustandsänderung ist nicht umkehrbar, und nach Fassung 5 des zweiten Hauptsatzes kann man sie nicht rückgängig machen, ohne daß eine Spur hinterbleibt! Im Sinne des Verdampferröhren-Kreisprozesses kann sie aber vielleicht doch durch Verbindung des Wärmevorgangs mit Massenanziehungen wie folgt im Prinzip reversiert werden: Zu dem Zweck ist das Drosselgefäß in einen Zy-

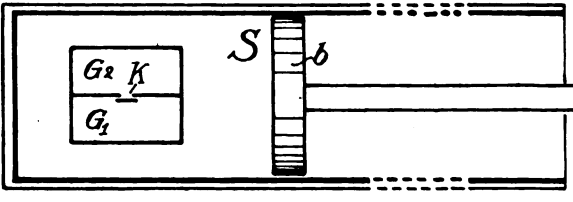


Fig. 3.

linder S, den Senzumo (von sen zumo = ohne Betrag in Esperanto) eingebaut, dessen Wände an den Wärmevorgängen in seinem Innern nicht teilnehmen und in dem ein Kolben nach rechts verschoben werden kann. Das Drosselgefäß hat wärmeundurchlässige Wände und ist im Senzumo von Gas von ebenfalls der Temperatur T_1 umgeben. Das Gas ist in solcher Menge vorhanden (hoher Druck), und der Kolben b kann so weit nach rechts verschoben werden, daß folgende Erscheinung eintritt: Geht b nach rechts, so wird das Gas in S adiabatisch abgekühlt, und deshalb auch das Gas vom Zustand $P_2 V_2 T_1$ im Drosselgefäß. Die Abkühlung wird nun so weit fortgesetzt, durch Verschiebung von b immer weiter nach rechts, bis das Gas im Drosselgefäß verflüssigt ist oder, wenn man meint, daß ein ideales Gas sich nicht verflüssigen läßt, bis zur Temperatur Null, bei der die Gasmolekel im Drosselgefäß zur Ruhe kommen, der Schwerkraft allein gehorchen, und durch die Öffnung bei k in den Gefäßteil G_1 gelangen. Ist S an einem Ort aufgestellt, an dem es keine Schwerkraft gibt, so könnte man den Gefäßteil G_1 massiger machen, so daß er die beruhigten Molekel in sich hineinzieht. Nun wird k geschlossen, und der Kolben b geht wieder nach links zurück in seine Anfangsstellung, wobei dieselbe Verschiebungsarbeit auf das Senzumogas aufzuwenden ist, wie beim Hingang von b gewonnen wurde. Damit ist der Drosselvorgang des idealen Gases reversiert, es hinterbleibt nirgends eine Spur. Auf dieselbe Weise kann man auch den Diffusionsvorgang idealer Gase rückgängig machen, indem man das ideale Mischgas senzumil abkühlt, dann die Mischmolekel durch die Schwerkraft usw. trennt, eine Wand zwischen ihnen aufrichtet und die entnommene Wärme senzumil wieder zuführt, so daß man nun die Gase getrennt im Anfangszustand erhält. Handelt es sich aber nicht um ideale Gase, so braucht die senzumile Abkühlung nur bis zur Verflüssigung zu erfolgen, die leichter, vielleicht sogar praktisch zu erreichen ist. Dann zeigt aber z. B. der Drosselvorgang den Drosseleffekt ΔT, um den die Temperatur T_1 nach dem Druckausgleich anders ist als vorher, weil die wirklichen Gase dem Mariotteschen Gesetz nicht vollständig folgen, bzw. weil sie eine innere molekulare Energie zeigen, die von der freien Weglänge und damit vom Gasdruck abhängt. In diesem Falle hat man so vorzugehen: Die Temperatur T_1 sei die der Umgebung. Nach Druckausgleich vom Zustand $P_1 V_1 T_1$ auf den Zustand $P_2 V_2 (T_1 \pm \Delta T)$ läßt man die Temperatur T_1 werden, durch einen Wärmezuschuß oder -entzug entsprechend ΔT aus der Wärme der Umgebung. Nun erfolgt die senzumile Verflüssigung, das flüssige Gas fließt durch die Wirkung der Schwerkraft oder Massenanziehung bei k in das untere Gefäß G_1, k wird verschlossen, und der Flüssigkeit in G_1 wird senzumil die entzogene Wärme wieder zugeführt. Die senzumilen Arbeiten beim Hin- und Hergang des Kolbens b sind aber nun entsprechend dem Temperaturbetrag ΔT verschieden groß. Wären sie gleich groß, so wäre ja auch der Wärmezuschuß oder -entzug entsprechend ΔT eine Spur, die die Rückgängigmachung des Drosselvorgangs hinterlassen hat. Diese Spur wird aber wie folgt getilgt: War ΔT positiv, wurde dem Drosselgas nach dem Drosselvorgang zur Ergänzung seiner Temperatur auf T_1 die Wärme ΔQ von außen zugeführt und wurde beim Hingang des Senzumokolbens b zur Verflüssigung des Drosselgases nun die Arbeit A_1 gewonnen, so ist nun zur Vergasung der in G_1 befindlichen Flüssigkeit wegen des höheren Druckes beim Rückgang von b nur die Arbeit $A_2 = A_1 - 426 \cdot \Delta Q$ aufzuwenden, um das Gas in G_1 wieder auf die Anfangstemperatur T_1 zu bringen. Für den Wärmezuschuß ΔQ entsprechend ΔT ist also eine äquivalente Arbeit entstanden, die man jederzeit wieder in die Wärme ΔQ zurückverwandeln kann, ohne daß

eine Spur hinterbleibt. Womit der Drosselvorgang spurlos rückgängig gemacht worden ist. War $\varDelta T$ negativ, so ist die Sache umgekehrt. Einfacher aber und verständlicher ist die senzumile Rückgängigmachung des Drosseleffektes, wenn man nicht ein, sondern zwei Gase in zwei Drosselgefäßen in den Senzumo eingebracht denkt, die den gleich großen, aber entgegengesetzten Drosseleffekt $\varDelta T = -\varDelta T$ zeigen. Die Wirkung der Drosseleffekte hebt sich dann so auf, als würde ein ideales Gas im Senzumo sich befinden. Ähnlich sind die Vorgänge bei der Reversion des Diffusionsvorgangs wirklicher Gase. Läßt man beim Drosselgefäß den Druckausgleich nicht ohne Leistung einer äußeren Arbeit zu, sondern baut man eine Arbeitsvorrichtung ein, was ja ohne weiteres möglich ist, so erhält man ein künstliches Perpetuum mobile zweiter Art, wenn man als Betriebsmittel die Wärme der Umgebung benutzt, oder einen Wärmemotor mit beliebig hohem Wirkungsgrad, wenn man andere Wärmeenergiequellen in Anwendung bringt. Im einzelnen werden die Betriebsverhältnisse aber doch so verwickelte, daß hier nicht näher darauf eingegangen werden kann, es ist ein Kapitel für sich, zumal zu den vorliegenden Fragen etwas Neues nicht dabei herauskommt.[1])

Auf diese Weise werden also auch Satz 5 und 6 des zweiten Hauptsatzes hinfällig, und auch Satz 2, denn wenn man in einem künstlichen Perpetuum mobile zweiter Art Wärme durch Reibung erzeugt, so kann man sie sogleich im spurlosen Kreisprozeß in äquivalente Arbeit zurückverwandeln.

Die Fassung Satz 8 rührt von Clausius her; sie konnte wohl nur entstehen durch den mystischen Begriff, den man mit der Entropie verband und noch verbindet. Ich habe in der Physikalischen Zeitschrift von 1921, S. 103—109, nachgewiesen (Über ein mechanisches Modell zur Darstellung gasmechanischer Zustandsänderungen und der Entropie), daß der Entropiebegriff gar nichts Mystisches an sich hat. Besitzt ein Gas eine Energie E_1, und wird ihm Energie zugeführt oder abgeführt, und leistet es dabei eine Arbeit, oder nimmt es dabei eine Arbeit auf, und mißt diese Änderung seines Zustandes bezüglich Arbeit und Wärmezustand den Betrag dE, so beträgt nun seine Energie $E_1 + dE$; wird nun weiter der Gaszustand in dieser Weise beeinflußt, so ist die laufende Summierung

$$S = \sum_{E_1}^{E_2} \left[\frac{dE}{E_1} + \frac{dE}{E_1 + dE} + \frac{dE}{E_1 + 2\,dE} \cdots + \frac{dE}{E_1 + n\,dE} \right]$$

der elementaren Energieänderungen dE in bezug auf den jeweiligen Energiegehalt $E_1 + m\,dE$ des Gases seine Entropie. Wenn eine Entropie außerhalb eines Gases entstanden ist, das in seinen Anfangszustand zurückgebracht wurde, so zeigt das also an, daß außerhalb des Gases zur Rückgängigmachung seiner Zustandsänderung energetisch eine Änderung eintreten mußte, und dies ist die Spur, die eine nicht umkehrbare Zustandsänderung bei ihrer Rückgängigmachung zurückläßt. Man kann aber im Sinne unserer Ausführungen behaupten: Es gibt zwar nichtumkehrbare Zustandsänderungen, der Drosselvorgang und der gewöhnliche Diffusionsvorgang sind z. B. solche, die man zur spurlosen Rückgängigmachung nicht nur einfach umdrehen muß (im Prinzip), wie die isotherme oder adiabatische Expansion usw., aber alle Zustandsänderungen sind zum mindesten nenigal (von neniigi = rückgängig machen in Esperanto), d. h. sie können (senzumil oder sonstwie, man studiere die Natur) vollständig rückgängig gemacht werden, ohne daß eine Spur hinterbleibt. Besteht diese Behauptung zu Recht, und ich habe mit dem Senzumo Fig. 3 angedeutet, daß diese Frage lösbar scheint, so sind auch die Fassungen 1 und 9 und der dunkle Satz 8: Die Entropie strebt nach einem Maximum! hinfällig, und die mehr oder minder schönen Folgerungen, die die Philosophen, die das Dunkle lieben, daran knüpfen. Besteht der Zusammenhang Satz 8 und Satz 3 oder 4, so kann man umgekehrt auch sagen, daß jedes Daniellelement, jeder biologische Nahrungsmittelmotor, und auch die Wassermotoren, wie wir gesehen haben, eine Widerlegung von Satz 8 sind, da Satz 3 und 4 dadurch widerlegt werden.

Der Satz 7 rührt ebenfalls von Clausius her. Man hat darüber gestritten, was man darunter verstehen soll. Versteht man darunter nur den Vorgang der Wärmeleitung, so gehört der Satz nicht hierher, sondern ist nur eine andere Fassung des Energieprinzips. Denn die Temperatur ist ein Energiemaß, sie hat an sich die Dimension einer Energie, nur unser gebräuchliches Temperaturmaß hat im absoluten Maßsystem keine Dimension, weil es die absolute Energie der Temperatur, bzw. einer gewissen bekannten Komponente davon, dividiert zeigt durch die Temperaturenergie je Grad. Würde sich also die Temperatur „von selbst“ erhöhen können, so hätte man ein Perpetuum mobile erster Art vor sich. Andere Physiker (Planck) meinen, Satz 7 sei nur im Sinne von Satz 4 zu verstehen. Faktisch hat er auf andere Weise keinen Sinn. Dann aber ist er durch vorstehendes widerlegt. Besonders aber durch den von mir nachgewiesenen „Samazustand“

[1]) In meinem soeben erscheinenden Buch: Kreisprozeßkunde, Verlag Koesel & Pustet, München, gehe ich auf das Problem des künstlichen Perpetuum mobile zweiter Art u. a. näher ein.

der Materie, auf den ich am Schluß der nachfolgenden Zusammenfassung kurz eingehe.

Zusammenfassung.

Es gibt zweifellos Energievorgänge in der Natur, bei denen eine Verbrennungswärme ohne merkbares Temperaturgefälle zu einem hohen Betrage in Arbeit verwandelt wird. Erinnert wurde an die tierischen und pflanzlichen Motoren, die den Heizwert der Nahrungsmittel mit hohem Wirkungsgrad ohne wesentliches Temperaturgefälle in mechanische Arbeit verwandeln, an das Danielelement, das den Heizwert des Zinks, das Gaselement, das den Heizwert des Wasserstoffs mit fast dem Wirkungsgrad Eins in mechanische Arbeit (über Elektromotoren) umsetzt, ohne daß sich das entsprechende Temperaturgefälle zeigt, das der zweite Hauptsatz der Wärmelehre verlangt für Wärme/Arbeitsumsetzungen. Es handelt sich bei diesen hochökonomischen Wärme/Arbeitsumsetzungen eben um ein Umsetzungssystem, für das der zweite Hauptsatz keine Giltigkeit besitzt, und deshalb ist der zweite Hauptsatz kein Naturgesetz, sondern nur eine Systemregel. Bei den erwähnten ökonomischeren Systemen außerhalb der Giltigkeit des zweiten Hauptsatzes können wir nun zur Zeit die Mechanik des Umsatzes Wärme/Arbeit noch nicht genau verfolgen, aber es wurde nun ein anderer Vorgang entwickelt, bei dem man das Entstehen von Arbeit aus verschwindender Wärme in der uns gewohnten Weise verfolgen kann, und der trotzdem nicht unter den zweiten Hauptsatz fällt. Und es wurde gezeigt, daß der Kreislauf des Wassers in der Atmosphäre auch ein solcher Vorgang ist, und daß jeder Wassermotor in unseren Wasserkraftwerken ein regelrechtes Perpetuum mobile zweiter Art ist, weil die der Wassermotorarbeit äquivalente Wärmemenge aus der Wärme der Umgebung der Erdkruste entnommen wird. Für dieses nach unserm heutigen Erkenntnisstand offenkundige Wärme/Arbeitssystem gilt also der zweite Hauptsatz auch nicht, der die Möglichkeit des Perpetuum mobile zweiter Art bestreitet, und auch eine so hohe Wärmeökonomie nicht zugibt, wodurch das Wesen des zweiten Hauptsatzes als bloße Systemregel erwiesen ist, deren Giltigkeit sich nur auf primitivere Wärme/Arbeitsumsetzungen nach dem Schema des Carnotprozesses erstreckt. Es wurde aber auch nachgewiesen, daß alle Fassungen des zweiten Hauptsatzes sich nur auf Vorgänge des Carnotschen Systems beziehen dürfen. Und daß es prinzipiell möglich ist, außerhalb des Carnotschen Motorschemas künstliche Wärmemotoren zu bauen, deren Wirkungsgrad mit dem zweiten Hauptsatz nichts zu tun hat, und die auch echte Perpetuum mobile zweiter Art sein können. Näheres über solche Motoren bringe ich in meinem soeben erscheinenden Buch „Kreisprozeßkunde", Verlag Koesel & Pustet, München. Das solche Motoren für unsere darniederliegende Volkswirtschaft von ungeheuerer Wichtigkeit wären, braucht nicht weiter ausgeführt zu werden, erinnert sei aber daran, daß jeder Kubikmeter Flußwasser bei nur 10^0 Temperaturerniedrigung zur Arbeitsleistung in nicht Carnotschen Motoren 10000 kcal Wärme abgeben kann, also so viel, wie 1 kg Petroleum bei vollständiger Verbrennung.

In meiner inzwischen erschienenen Arbeit: Die atmosphärische Temperaturabnahme nach oben und ähnliche Erscheinungen als Wirkung der Schwerkraft, der Samazustand der Materie, in der Zeitschrift für Physik, Bd. 15, S. 280 von 1923 habe ich auch nachgewiesen, daß allein durch das Dasein der Schwerkraft auf jedem Planeten die Materie den Samazustand annehmen muß, auch die Atmosphäre, der darin besteht, daß die Materie in jeder Entfernung R vom Planetenmittelpunkt dieselbe potentiale plus Wärmeenergie besitzt (sama = derselbe in Esperanto), so daß die Wärmeenergie, deren Maß die Temperatur ist, mit größerem R kleiner wird. Hieraus folgt ein gewisses Temperaturgefälle längs R, das Samagefälle, das bei unserer Atmosphäre etwa 100 Meter/Grad beträgt. Fremde Anziehungskräfte, so die von Sonne und Mond rufen durch die Rotationen Schwankungen darin hervor. Das Samagefälle kennzeichnet einen Wärmegleichgewichtszustand, und deshalb wandert Wärme durch Leitung entgegen einem Temperaturgefälle „von selbst", wenn das vorhandene Temperaturgefälle kleiner ist, als das Samagefälle. In unserer Atmosphäre z. B., in der das vorhandene Temperaturgefälle nur etwa halb so groß ist, als das Samagefälle, wandert deshalb andauernd Wärme aus den Höhen der Atmosphäre zur Erde hin, entgegen dem Temperaturgefälle! Was der am Schluß angeführten Clausiusschen Fassung des zweiten Hauptsatzes widerspricht!

Die vorstehende Arbeit läßt also erkennen: Der zweite Hauptsatz der Wärmelehre ist kein Naturgesetz, sondern nur eine Systemregel, die, vom Standpunkte des Ingenieurs aus, nur Motoren betrifft, die nach dem Carnotschen Schema arbeiten. Die Motorenbauer müssen einsehen, daß sie sich mit dem Carnotschen Schema in einer Sackgasse befinden, und Wege zu einem rationelleren Motorenbausystem suchen. Eine der neuen Baurichtungen ist in vorliegender Arbeit angedeutet. Es gibt aber noch andere!

(Eingegangen am 2. Januar 1923.)



Originalmitteilungen.

Die Bewegungsstörungen der Dampflokomotiven.*)

Von A. Closterhalfen.

Inhaltsübersicht: A. Allgemeines. — B. Zucken einer Eintrieblokomotive. — C. Zucken und Drehen von Mehrzylinderlokomotiven. — D. Wogen, Wanken, Nicken.

A. Allgemeines.

In der Geschichte der Dampfmaschine nimmt die Lokomotive insofern eine bemerkenswerte Stellung ein, als sie — nach Matschoss — eine Hochdruckmaschine, eine Auspuffmaschine und die erste Schnelläufermaschine war bereits zu einer Zeit, als noch das Wattsche Vorbild den ortsfesten Dampfmaschinenbau beherrschte. Sie gab daher auch mit die ersten Anregungen zur Untersuchung dynamischer Verhältnisse an Maschinen. Vor allem war es Redtenbacher[4]), der, gestützt auf französische Vorgänger[1, 2, 3]), nicht nur Zucken und Drehen in einer Weise behandelte, die bis

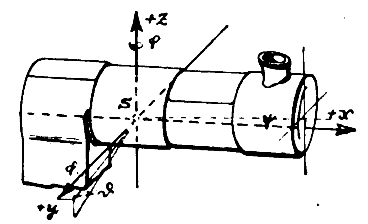


Fig. 1.

in die neueste Zeit unangefochten blieb: er war auch der erste, welcher die Schwingungen des Lokomotivrahmens untersuchte. — Das Interesse weitester fachlicher Öffentlichkeit für Massenwirkungen an Maschinen wurde jedoch erst geweckt durch Radinger, dessen Methode, erstmals 1870 veröffentlicht, trotz mancher Mängel im einzelnen, bald zum Allgemeingut der Maschineningenieure wurde. Es scheint bemerkenswert, daß sowohl Redtenbacher als auch Radinger Anregung zu ihren Arbeiten in Ausführungen der Praxis fanden. Dort war es die Cramptonlokomotive, hier der Schnelläufer von Porter und Allen.

Den folgenden Ausführungen legen wir das in Fig. 1 dargestellte Koordinatensystem zugrunde. Der Ursprung soll mit dem Schwerpunkt von Rahmen und Kessel zusammenfallen. Außer diesem, an den Bewegungen des Rahmens teilnehmenden, wollen wir ein zweites, festes Achsensystem annehmen, das zu Beginn der Bewegung mit dem beweglichen System zusammenfalle. Es ist üblich, folgende Bewegungen zu unterscheiden:

Zucken: Periodische Bewegungen in der X-Achse.

Schlingern oder Drehen. (Man spricht von Schlingern, sofern die Störungsursache das Geleis ist; von Drehen, wenn es sich um Kurbeltriebreaktionen handelt. — Schlingern ist im folgenden nicht behandelt.) Desgleichen um die Z-Achse.

Wogen: Desgleichen in der Z-Achse.

Wanken: Desgleichen um die X-Achse.

Nicken: Desgleichen um die Y-Achse.

B. Das Zucken einer Eintrieblokomotive.

Wir betrachten zunächst (Fig. 2) eine ideale Lokomotive (Eintrieblokomotive) mit nur einem

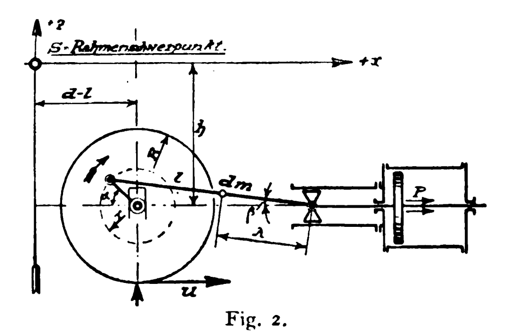


Fig. 2.

horizontalen Triebwerk, welches mit Achslager und Triebrad in einer Ebene liegen möge; auch beschränken wir die Freiheitsgrade auf den einen durch den Kurbelwinkel α bedingten: Wogen, Wanken, Nicken, soweit vom Kurbeltrieb herrührend, werden erfahrungsgemäß doch zumeist durch die Reibung unterdrückt. Ferner sollen die Triebwerkwiderstände nicht im einzelnen gewertet werden, dieselben seien im Gesamtwiderstand W bereits enthalten. Dann läßt sich die augenblickliche Winkelgeschwindigkeit $\frac{d\alpha}{dt} = \dot{\alpha}$ in einfachster Weise wie folgt bestimmen:

$$\dot{\alpha} = \sqrt{\frac{2 E_1 + 2 \Delta E}{\Theta_1 + \Delta \Theta}} . \tag{1}$$

Hierin bedeutet $\Theta_1 + \Delta\Theta$ das auf die allgemeine Koordinate α reduzierte Gesamtträgheitsmoment und zwar Θ_1 den konstanten, $\Delta\Theta$ den mit α veränderlichen Teil. —

$$E_1 = {}^1/_2\, \dot{\alpha}_1^{\,2}\, \Theta_1 \tag{2}$$

ist die kinetische Energie in dem Augenblick, in welchem $\Delta\Theta = 0$ ist. Der Zuwachs der Energie ΔE bestimmt sich zu

*) Nachstehender Aufsatz ist eine gekürzte Wiedergabe der im Januar-Februar-Heft 1924 der Nachrichten der Hannoverschen Maschinenbau-A.-G. erscheinenden ausführlichen Abfassung.

$$\Delta E = \int \left(T - T_v - W \frac{R}{r} \right) r \, d\alpha, \qquad (3)$$

wo T die auf den Kurbelzapfen reduzierte wirksame Dampfkraft (Tangentialkraft), T_v die gleicherweise reduzierte Kraft der Gewichte — bei Fahrt auf horizontaler Strecke —, $W \frac{R}{r}$ den entsprechend reduzierten Zugwiderstand bedeuten. Die Integrationskonstante in Gleichung (3) ist so zu bestimmen, daß für $\alpha = \alpha_1$, entsprechend $\Delta\Theta = 0$, auch $\Delta E = 0$ wird. Wir gehen jetzt dazu über, die einzelnen Größen der Gleichung (1) zu bestimmen; mit den Bezeichnungen der Fig. 2 ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} &\text{(Rahmen und Oberbau)} \\ &\Theta_1 + \Delta\Theta = MR^2, \\ &\text{(Kolben, Kolbenstange und Kreuzkopf)} \\ &+ m_1 \frac{\dot{x}_1^2}{\dot{\alpha}^2}, \\ &\text{(Triebrad)} \\ &+ J_2 + m_2 R^2 + 2 m_2 R \varrho \sin(\alpha + \gamma), \\ &\text{(Schubstange)} \\ &+ \frac{1}{\dot{\alpha}^2} \int dm \, v^2. \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Zur weiteren Erläuterung der gewählten Bezeichnungen diene folgendes: $\dot{x}_1$ ist die Absolutgeschwindigkeit der Kolben- und Kreuzkopfmasse m_1 und setzt sich demgemäß zusammen aus der Fahrzeuggeschwindigkeit $R\dot{\alpha}$ und der Relativgeschwindigkeit — erster und zweiter Ordnung — $r\dot{\alpha}\left(\sin\alpha - \frac{1}{2}\frac{r}{l}\sin 2\alpha\right)$. Das Triebrad hat die Masse m_2, das auf die Achse bezogene Trägheitsmoment J_2; ϱ ist die Exzentrizität, γ der Phasenvoreilwinkel des Schwerpunktes. Bezüglich der Schubstange gilt folgendes: dm ist ein durch Parallelschnitte senkrecht zur Stange erhaltenes Massenelement, dessen Querausdehnung vernachlässigt ist und welches die Entfernung λ vom Kreuzkopf besitzt, seine Geschwindigkeit v setzt sich zusammen aus den x- und z-Komponenten

$$\dot{x}_3 = \dot{x}_1 + \lambda \frac{d\beta}{dt} \sin\beta, \qquad (5)$$

wobei

$$\sin\beta = \frac{r}{l}\sin\alpha$$

und

$$\dot{z} = \lambda \frac{d\beta}{dt}\cos\beta. \qquad (6)$$

Durch Einsetzen und einige Umrechnungen unter Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung erhalten wir schließlich nach Trennung der Konstanten von den veränderlichen Gliedern, sowie unter Annahme einer „ausgeglichenen" Schubstange

$$\gamma = \pi \quad \text{und} \quad m_2 \frac{\varrho}{r} = \frac{\mathfrak{M}_3}{l}:$$

$$\left.\begin{aligned} \Theta_1 &= R^2(M + m_1 + m_2 + m_3) + J_2 \\ &+ \tfrac{1}{2} r^2 (m_1 + m_3) + \tfrac{1}{2} J_3 \frac{r^2}{l^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

$$\left.\begin{aligned} \Delta\Theta = {} & 2Rr\sin\alpha\left[m_1 + \left(m_3 - \frac{\mathfrak{M}_3}{l}\right)\right] && (A_1) \\ & - \frac{r}{l} Rr \sin 2\alpha\left[m_1 + \left(m_3 - \frac{\mathfrak{M}_3}{l}\right)\right] && (A_2) \\ & - \tfrac{1}{2} r^2 \cos 2\alpha\left[m_1 + \left(m_3 - \frac{J_3}{l^2}\right)\right] && (B_1) \\ & - \tfrac{1}{2}\frac{r}{l} r^2 \cos\alpha\left[m_1 + \left(m_3 - \frac{\mathfrak{M}_3}{l}\right)\right] && (B_2') \\ & + \tfrac{1}{2}\frac{r}{l} r^2 \cos 3\alpha\left[m_1 + \left(m_3 + \frac{\mathfrak{M}_3}{l}\right)\right] && (B_2'') \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Die mit A bezeichneten Glieder berücksichtigen, wie leicht zu übersehen, daß der Schwerpunkt der Getriebeteile sich relativ zu unserem beweglichen Koordinatensystem in der x-Richtung bewegt. Die Glieder mit der 0. Potenz von r/l sind — unabhängig von der Phase — als solche erster Ordnung, diejenigen mit der 1. Potenz als solche zweiter Ordnung bezeichnet; alle höheren Glieder sind vernachlässigt. — In den Gliedern, welche den Einfluß der Schubstange darstellen, bedeuten $\mathfrak{M}_3$ das statische Massenmoment bezüglich des Kreuzkopfes, $\mathfrak{M}_3/l$ dementsprechend die statisch auf den Kurbelzapfen reduzierte Masse, J_3 das Trägheitsmoment bezüglich des Kreuzkopfbolzens, J_3/l^2 daher die dynamisch auf den Kurbelzapfen reduzierte Masse. — Die Reduktion der aus aufgenommenen oder konstruierten Dampfdiagrammen leicht zu ermittelnden resultierenden Dampfkraft P auf den Kurbelzapfen ermöglicht der Satz von den virtuellen Arbeiten. Wenn x_{rel} den Relativweg des Kolbens bedeutet, folgt:

$$T = \frac{P}{r} \cdot \frac{\partial x_{rel}}{\partial \alpha} \qquad (9)$$

oder nach Einsetzen des bekannten Wertes für x_{rel}

$$T = P \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\cos\beta}, \qquad (10)$$

näherungsweise:

$$T = P\left(\sin\alpha - \tfrac{1}{2}\frac{r}{l}\sin 2\alpha\right). \qquad (11)$$

Geometrische Konstruktionen dieser Ausdrücke*) sind allgemein bekannt.

*) 10) S. 338 für Gleichung 10. — Dinglers Polyt. Journal 1912, S. 756 für Gleichung 11.

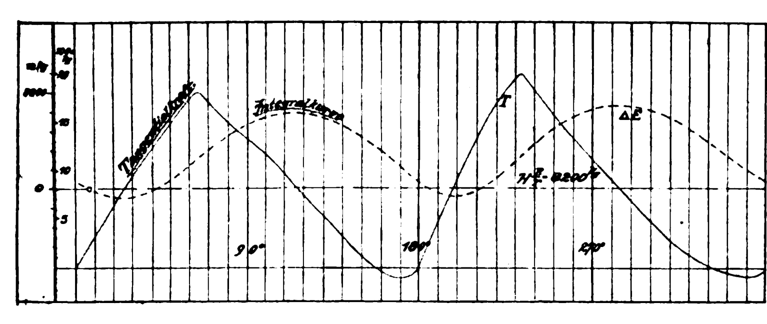


Fig. 3.

Die Kraft T_v, welche zweckmäßig mit T zu einem Diagramm vereinigt würde, ist zwar leicht zu ermitteln, aber stets vernachlässigbar klein, soll daher nicht berechnet werden, zumal sie für die frühere Annahme einer „ausgeglichenen" Schubstange vollends Null wird. —

Der Widerstand W pflegt experimentell durch Anlauf- und Auslaufversuche ermittelt zu werden und wird entweder in dreigliedriger Form

$$W = a_1 + b_1 R \dot{\alpha} + c_1 R^2 \dot{\alpha}^2 \quad (12)$$

oder zweigliedrig — diese Art ist beliebter —

$$W = a_2 + b_2 R^2 \dot{\alpha}^2 \quad (13)$$

dargestellt. Angesichts der vorauszusehenden geringen Änderungen von $\dot{\alpha}$ setzen wir — unter Vorbehalt späterer Prüfung — W konstant:

$$W = W_{\text{mittel}} = \frac{r}{2 R \pi} \int_0^{2\pi} T \, d\alpha. \quad (14)$$

Dann läßt sich mit Hilfe von Gleichung (12) oder (13) unmittelbar die mittlere Winkelgeschwindigkeit $\dot{\alpha}_m$ finden. Um nun auf Grund der Gleichung (1) $\dot{\alpha}$ für jede Kurbelstellung berechnen zu können, nehmen wir zunächst $\dot{\alpha}_1^{I} = \dot{\alpha}_m$ an ($\dot{\alpha}_1^{I}$ soll heißen Anfangswinkelgeschwindigkeit erster Näherung). Jetzt läßt sich aus Gleichung (1) $\dot{\alpha}^{I}$ für alle Werte von α berechnen, hieraus der Mittelwert $\dot{\alpha}_m^{I}$ bestimmen, dann folgt als 2. Näherung $\dot{\alpha}_1^{II} = 2\dot{\alpha}_m - \dot{\alpha}_m^{I}$ usw., eine Rechnung, die schnell zum Ziele führt. Bezüglich der Bestimmung der Mittelwerte $\dot{\alpha}_m$ aus $\dot{\alpha}$ sei kurz bemerkt, daß sich streng ergibt:

$$\dot{\alpha}_m = \frac{2\pi}{\int_0^{2\pi} \frac{1}{\dot{\alpha}} d\alpha} \text{ *)}. \quad (15)$$

Besteht aber $\dot{\alpha}$ aus einem großen konstanten Glied $\dot{\alpha}_1$ und einem kleinen veränderlichen $\Delta\dot{\alpha}$, so ergibt sich hinreichend genau:

$$\dot{\alpha}_m = \dot{\alpha}_1 + \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Delta\dot{\alpha} \, d\alpha. \quad (16)$$

Wir können jetzt den Rechnungsgang nach Gleichung (1) durchführen und wählen dazu ein Beispiel. Die zugrundegelegten Zahlenwerte: $m_1 = 28$, $m_3 = 10$ kg $m^{-1} s^2$; $J_3 = 8{,}3$ kg $m s^2$; $\mathfrak{M}_3 = 7{,}9$ kg s^2; $r = 0{,}3$ m; $R = 0{,}6$ m; $r/l = 1/5$; $\Theta_1 = 200$ kg $m s^2$ sind in mehrfacher Beziehung extrem $\left(\frac{R}{r} = \frac{2}{1}\right.$ statt üblich $\frac{2}{1} \div \frac{4}{1}$, $\frac{r}{l} = \frac{1}{5}$ statt üblich $\frac{1}{5} \div \frac{1}{9}$, nur ein Triebwerk.$\left.\right)$ Der Einfluß, der mit B bezeichneten Glieder, sowie der Glieder 2. Ordnung wird also beträchtlicher als bei normalen Abmessungen. Die Dampftangentialkraft sei durch Fig. 3 gegeben; aus T_m und einer angenommenen Widerstandsformel $W^{kg} = 2600 + {}^5/_3 \dot{\alpha}^2$ sei $\dot{\alpha}_m$ zu 30 s^{-1} ermittelt. — Fig. 4 stellt $\Delta\Theta$ in Abhängigkeit von α dar. — Nunmehr sind alle Bedingungen gegeben, um $\dot{\alpha}$ für jede Kurbelstellung zu berechnen; allein um umständliche Rechnungen zu vermeiden, suchen wir nach bequemen Methoden. Da ist zunächst das beachtenswerte graphische Verfahren von Wittenbauer[21]) (Massenwucht-, hier Trägheitsmoment-Wuchtdiagramm), allein man überzeugt sich leicht, daß diese Methode nur für den Fall relativ großer Änderungen von Energie und

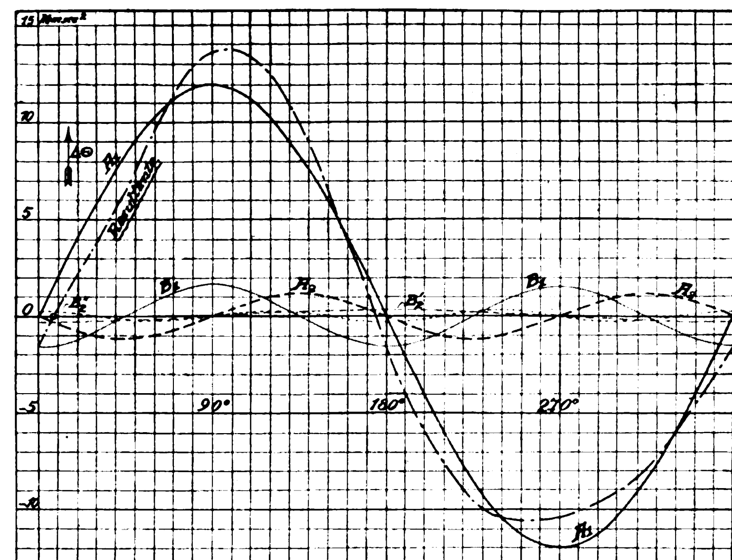


Fig. 4.

*) 21) S. 132, auch 23) S. 115.

reduziertem Trägheitsmoment hinreichend genaue Ergebnisse zeitigt, also zur Berechnung des Zuckens von Lokomotiven durchaus ungeeignet ist. Allein zum Ziele führt eine Näherungslösung; indem wir Gleichung (1) nach dem Taylorschen Lehrsatz für eine Funktion zweier Veränderlichen entwickeln, folgt:

$$\left.\begin{aligned}\dot\alpha = \dot\alpha_1 &+ \frac{\Delta E}{2 E_1}\dot\alpha_1 - \frac{\Delta\Theta}{2\Theta_1}\dot\alpha_1\\ &- \frac{1}{8}\left(\frac{\Delta E}{E_1}\right)^2\dot\alpha_1 - \frac{1}{4}\,\frac{\Delta E\,\Delta\Theta}{E_1\,\Theta_1}\dot\alpha_1\\ &+ \frac{3}{8}\,\frac{\Delta\Theta^2}{\Theta_1^2}\dot\alpha_1 + \dots\end{aligned}\right\}\quad(17)$$

Fig. 5 zeigt das Ergebnis für unser Beispiel. Alle Glieder mit zweiten und höheren Potenzen von ΔE und $\Delta\Theta$ kommen nicht mehr zum Ausdruck. Das heißt: Bei relativ kleinen Änderungen von Energie und reduziertem Trägheitsmoment (d. h. kleiner Ungleichförmigkeit) ergibt sich die augenblickliche Winkelgeschwindigkeit aus der Anfangswinkelgeschwindigkeit vermehrt im Verhältnis der halben Energiezunahme und vermindert im Verhältnis des halben Zuwachses an reduziertem Trägheitsmoment. — Die geklammerten Zahlen in Fig. 5 gelten für $\dot\alpha_1{}^{\mathrm{I}} = 30$. Die Durchrechnung mit $\dot\alpha_1{}^{\mathrm{II}}$ — offene Zahlen — ergibt keine in der Darstellung sichtbaren Abweichungen mehr.

Durch Differentiation von Gleichung (1) und Gleichung (17) erhalten wir die Winkelbeschleunigung genau:

$$\ddot\alpha = \frac{2\left(T - T_v - W\dfrac{R}{r}\right) r - \dot\alpha^2\,\dfrac{d(\Delta\Theta)}{d\alpha}}{2(\Theta_1 + \Delta\Theta)}\quad(18)$$

angenähert:

$$\ddot\alpha = \frac{\left(T - T_v - W\dfrac{R}{r}\right) r}{\Theta_1} - \frac{\dfrac{d(\Delta\Theta)}{d\alpha}}{2\Theta_1}\,\dot\alpha_1^{\,2}.\quad(19)$$

Daß sich Gleichung (18) nach dem Vorgang von Heun[20]) und Hort[22]) auch nach Kenntnis der Ausdrücke für die lebendige Kraft und die auf α reduzierte Kraft (Moment) $\left(T - T_v - W\frac{R}{r}\right) r$ aus der Lagrangeschen*) Gleichung bestimmen läßt, sei erwähnt. Setzen wir jetzt in Gleichung (19) näherungsweise:

$$\Theta_1 = M_0 R^2\quad(20)$$

wobei M_0 die Gesamtmasse bedeuten möge, so folgt die Zuckkraft (für $T_v = 0$)

$$\left.\begin{aligned}K &= \frac{\Theta_1\cdot\ddot\alpha}{R}\\ &= \left(T - W\frac{R}{r}\right)\frac{r}{R}\\ &- r\,\dot\alpha^2\cos\alpha\left[m_1 + \left(m_3 - \frac{\mathfrak{M}_3}{l}\right)\right]\quad(\mathfrak{A}_1)\\ &+ \frac{r}{l}\,r\,\dot\alpha^2\cos 2\alpha\left[m_1 + \left(m_3 - \frac{\mathfrak{M}_3}{l}\right)\right]\quad(\mathfrak{A}_2)\\ &- {}^1/_2\,\frac{r}{R}\,r\,\dot\alpha^2\sin 2\alpha\left[m_1 + \left(m_3 - \frac{J_3}{l^2}\right)\right]\quad(\mathfrak{B}_1)\\ &- {}^1/_4\,\frac{r}{l}\,\frac{r}{R}\,r\,\dot\alpha^2\sin\alpha\left[m_1 + \left(m_3 - \frac{\mathfrak{M}_3}{l}\right)\right]\quad(\mathfrak{B}_2{}')\\ &+ {}^3/_4\,\frac{r}{l}\,\frac{r}{R}\,r\,\dot\alpha^2\sin 3\alpha\left[m_1 + \left(m_3 - \frac{\mathfrak{M}_3}{l}\right)\right]\quad(\mathfrak{B}_2{}'')\end{aligned}\right\}\quad(21)$$

Siehe Fig. 6.

Diese Näherungsgleichung hätte sich unmittelbar durch eine statische Betrachtung gewinnen lassen, welche der von Radinger[19]) auf den ortsfesten Kurbeltrieb angewandten entspricht; ein ähnlicher Gedankengang findet sich für Lokomotiven bei Strahl[12]) und Jahn.[14]) Angesichts der Tatsache, daß Ansätze im Sinne Radingers zum täglichen Handwerkszeug des Maschineningenieurs gehören, sei der Rechnungsgang nur skizziert: Wir erleichtern unsere Erkenntnis, wenn wir den Kurbeltrieb zunächst masselos annehmen, darauf begaben wir schrittweise die rein hin- und hergehenden Teile mit Masse und zuletzt die am schwierigsten zu behandelnde Schubstange. — Unter Annahme eines masselosen Triebs

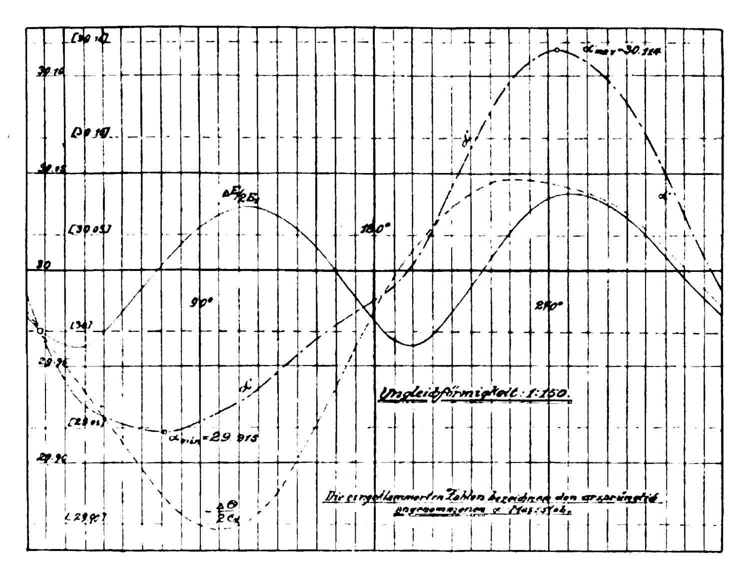


Fig. 5.


*) Föppl, Vorlesungen über techn. Mechanik, Band VI, S. 88.

ergibt sich durch einfache Kräftezerlegung — Die Dampfkraft im Kreuzkopfzapfen wird zerlegt in eine Normal- und eine Schubstangenkraft, die Schubstangenkraft im Kurbelzapfen in eine Radial- und eine Tangentialkraft — die Dampftangentialkraft, wie schon oben ermittelt [Gleichung (10) und (11)]. Um den Massenwiderstand des Kolbens usw. zu berücksichtigen, haben wir zu bedenken, daß es zum Wesen Radingerscher Auffassung gehört, in der Formel für die Kolbenbeschleunigung:

$$\left.\begin{aligned} b = \ddot{\alpha}\Big(R &+ r \sin \alpha \\ &- \frac{1}{2}\,\frac{r}{l}\, r \sin 2\alpha\Big) \\ &+ r\dot{\alpha}^2\left(\cos \alpha - \frac{r}{l}\cos 2\alpha\right) \end{aligned}\right\} \quad (22)$$

$\dot{\alpha}$ konstant anzunehmen und damit das mit $\ddot{\alpha}$ behaftete Glied zu vernachlässigen. Hiernach ist die Tangentialkraft der rein hin- und hergehenden Massen leicht zu bestimmen. Bezüglich der Schubstange hat man zu bedenken, daß der Kreuzkopfzapfen die x-Beschleunigung des Kreuzkopfes und die z-Beschleunigung Null hat, während die Beschleunigungen des Kurbelzapfens $\ddot{x} = r\dot{\alpha}^2 \cos \alpha$ $\ddot{z} = r\dot{\alpha}^2 \sin \alpha$ sind. Integriert man nun die Massenwiderstände aller Elementarmassen dm der Schubstange, so ergibt sich leicht eine Kraft Z_1 und X_1 im Kreuzkopfzapfen, Z_2 und X_2 im Kurbelzapfen; hiervon tragen X_1, X_2, Z_2 zur Tangentialkraft bei. Die gesamte Tangentialkraft, unter Berücksichtigung sämtlicher Massen, ermitteln wir so zu:

$$\left.\begin{aligned} T_{ges} = P\left(\sin \alpha - {}^1/_2\,\frac{r}{l}\,\sin 2\alpha\right) \\ - \frac{1}{2} r\dot{\alpha}^2 \sin 2\alpha\left[m_1 + \left(m_3 - \frac{J_3}{l^2}\right)\right] \\ - {}^1/_4\,\frac{r}{l}\, r\dot{\alpha}^2 \sin \alpha\left[m_1 + \left(m_3 - \frac{\mathfrak{M}_3}{l}\right)\right] \\ + {}^3/_4\,\frac{r}{l}\, r\dot{\alpha}^2 \sin 3\alpha\left[m_1 + \left(m_3 - \frac{\mathfrak{M}_3}{l}\right)\right] \end{aligned}\right\} \quad (23)$$

Die horizontale Lagerkraft berechnet sich aus den Gleichgewichtsbedingungen des Rades:

$$\left.\begin{aligned} L = T_{ges}\frac{r}{R} + P - r\dot{\alpha}^2\left[m_1 + \left(m_3 - \frac{\mathfrak{M}_3}{l}\right)\right] \\ \left[\cos \alpha - \frac{r}{l}\cos 2\alpha\right]. \end{aligned}\right\} \quad (24)$$

Somit folgt schließlich die Zuckkraft $K = L - P - W$ so, wie wir dieselbe schon vorher fanden. —

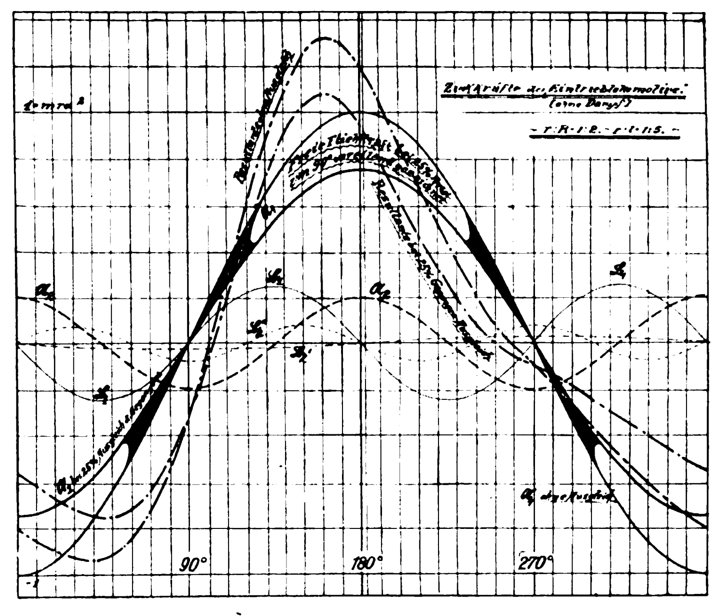


Fig. 6.

Unsere Ableitung zeigt übrigens, daß bezüglich der Massentangentialkraft die Schubstange sich im allgemeinen nicht streng in einen „rotierenden" und in einen „hin- und hergehenden" Teil zerlegen läßt. Dies trifft genau nur zu, wenn $\frac{\mathfrak{M}_3}{l} = \frac{J_3}{l^2}$ ist, d. h. der Schwingungsmittelpunkt in den Kurbelzapfen fällt, praktisch ist diese Bedingung meist hinreichend genau erfüllt; in diesem Fall verschwindet auch Z_1.

C. Zucken und Drehen von Mehrzylinderlokomotiven.

Die Zuckkräfte der Mehrzylinderlokomotiven ergeben sich einfach durch Superposition aus der „Eintrieblokomotive"; als Ergebnis vermerken wir: Bei Zwillingsmaschinen mit 90° Kurbelversetzung werden die Glieder $\mathfrak{A}_2$ und $\mathfrak{B}_1$ Null, bei Drillingen werden alle den Einfluß der Massen berücksichtigenden Glieder bis auf $\mathfrak{B}_2''$ Null, Vierlingsmaschinen und Vierzylinderverbundmaschinen mit gleichmassigen Triebwerken sind von Zuckkräften, soweit dieselben nicht von der Dampftangentialkraft herrühren, vollkommen frei.

Bei Herleitung der drehenden Momente [14, 18]) ist es üblich, die drehenden Momente durch Superposion der mit dem Triebwerksabstand von der x-z-Ebene multiplizierten Zuckkräfte zu bilden. Unausgesprochen setzt diese Methode voraus (Fig. 7), daß die Umfangskräfte U_r und U_l sich in jedem Augenblick verhalten wie die rechten und linken Tangentialkräfte. Wirklichkeitsgemäßer dürfte es sein, U_r und U_l gleich anzunehmen, dann fallen alle $\mathfrak{B}$-Glieder fort und wir erhalten den einfachen Satz: Bezüglich der drehenden Momente verhält

sich die Lokomotive auf Schienen wie eine frei aufgehängte Lokomotive. Fig. 8 zeigt als Beispiel das Ergebnis für einen Zwilling, linke Kurbel um 90° nacheilend:

$$M_z = -\mathfrak{A}(\alpha)\cdot e + \mathfrak{A}(\alpha - \pi/2)\cdot e. \qquad (25)$$

Bezüglich der Berechnung der Gegengewichte sei folgendes ausgeführt. Die rein rotierenden

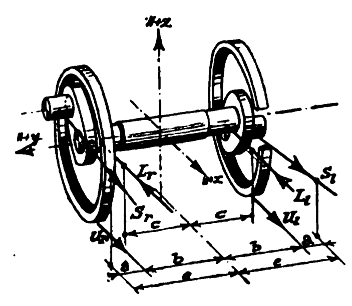


Fig. 7.

Massen einschließlich der Kuppelstangen und des Anteil $\frac{\mathfrak{M}_s}{l}$ der Schubstange lassen sich ohne weiteres ausgleichen: Die Gegengewichte sind in solcher Lage und Größe anzubringen, daß die

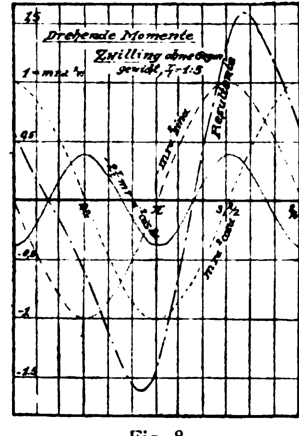


Fig. 8.

statischen Momente bezüglich der Drehachse Null werden, sowie, daß auch außerdem die Zentrifugalmomente für zwei aufeinander senkrechte, durch die Drehachse gehende Ebenen verschwinden. Durch gewöhnliche Gegengewichte ist es nur möglich, die Glieder der Zuckkraft von der Periode 2π, d. h., wenn man von $\mathfrak{B}_2'$ absieht, das Glied $\mathfrak{A}_1$ auszugleichen; ebenso den Anteil von $\mathfrak{A}_1$ an den drehenden Momenten. Es ist bekannt, daß man mit Rücksicht auf die leicht zu berechnenden freien (Z-)Fliehkräfte der Gegengewichte nur einen sehr geringen Teil der hin- und hergehenden Massen sich im Kurbelzapfen vereinigt zu denken hat. Ddann bestimmt man Größe und Lage der Gegengewichte so, daß für das entstandene ideelle Massensystem die weiter oben genannten Bedingungen erfüllt sind. — Rechnungsbeispiele, vielfach mit erlaubten Vernachlässigungen, finden sich in der Literatur.[21, 15, 16, 18])

D. Wogen, Wanken, Nicken

entstehen meist durch zufällige Unregelmäßigkeiten der Gleislage, aber auch seltener durch die elastischen Formänderungen einwandfrei verlegter Schienen. Der Schieneneinfluß läßt sich aber in befriedigender Form analytisch nicht erfassen.

Die Kurbeltriebreaktionen sind zwar genau zu bestimmen, als Ursachen gaukelnder Bewegungen kommen sie heute nicht mehr in Frage, da die Reibungskräfte erfahrungsgemäß größer sind als die aktiven Kräfte.[10]) Redtenbacher[4]), auf den die Behandlung der Gaukelbewegung zurückgeht, vernachlässigt den dämpfenden Einfluß der Reibung, er gelangte dadurch zu „Gesetzen", welche im Gegensatz stehen zu den heute als richtig erkannten Grundsätzen des Lokomotivbaus. Wir begnügen uns mit folgenden Andeutungen:

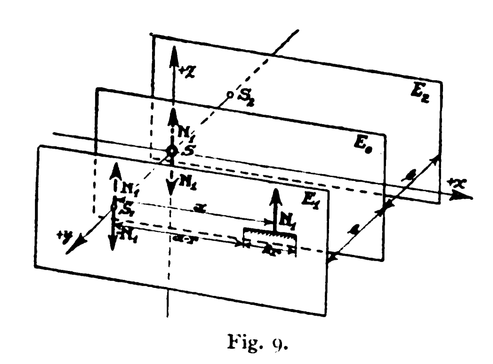


Fig. 9.

Zunächst erzeugt die Zuckkraft K ein Nickmoment $K\cdot h$, wobei h aus Fig 2 hervorgeht. — Den störenden Einfluß des Kreuzkopfdruckes soll Fig. 9 zeigen. Es seien E_1 und E_2 die rechte und die linke Triebwerksebene, E_0 die X-Z-Ebene, S der Schwerpunkt des Rahmens. Der rechte Kreuzkopfdruck N_1 ist eingezeichnet; er ruft ein voll ausgezogenes Nickmoment, ein gestricheltes Wankmoment und eine strichpunktiert gezeichnete Kraft des Wogens hervor. Die Größe dieser Momente und Kräfte wird seit Redtenbacher in der Literatur[11, 17]) unter Annahme einer während eines Hubes konstanten Dampfkraft — keine Expansion — sowie unter Vernachlässigung der Massenkräfte und der endlichen Schubstangenlänge ermittelt so, daß man $N_1 = \frac{r}{l} P / \sin\alpha /$ setzt, wobei P jetzt einen konstanten, positiven Wert hat. Nimmt man die linke Kurbel als um 90° nacheilend an, so folgen schließlich die resultierenden Momente bzw. die resultierende Kraft:

Wogen:

$$P\frac{r}{l}\{|\sin(\dot{\alpha}t)| + |\cos(\dot{\alpha}t)|\}.$$

Wanken:

$$P\frac{r}{l}e\{|\cos(\dot{\alpha}t)| - |\sin(\dot{\alpha}t)|\}.$$

Nicken:

$$\frac{r}{l}Pr\{|\sin(\dot{\alpha}t)|\cos(\dot{\alpha}t) + |\cos(\dot{\alpha}t)|\sin(\dot{\alpha}t)\}$$

$$+\frac{r}{l}Pd\{|\sin(\dot{\alpha}t)| + |\cos(\dot{\alpha}t)|\}.$$

Siehe Figg. 10 und 11. Mit den Störungsfunktionen sind die Gleichungen der Eigenbewegung

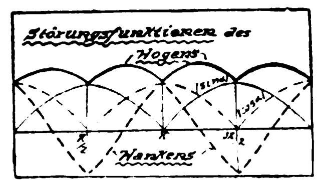


Fig. 10.

des Rahmens zu verbinden und zu integrieren; diesbezüglich sei auf die Literatur[11, 17]) verwiesen.

Aus den Ausdrücken für die störenden Kräfte und Momente folgert Redtenbacher seine „Gesetze“: er fordert neben langer Schubstange vor

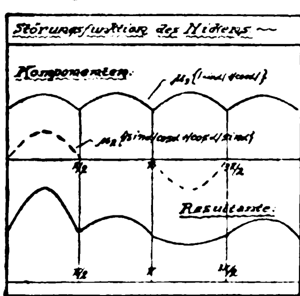


Fig. 11.

allem Geringhaltung der Hebelarme h, d, e, also niedrige Schwerpunktlage, Innenzylinder, Mitte der Kreuzkopfführung möglichst in der y-z-Ebene. Dieses Ideal erfüllte bis auf die nicht zu verwirklichenden Innenzylinder die Cramptonlokomotive zur Zeit Redtenbachers. — Heute baut man nach gerade entgegengesetzten Grundsätzen, trotzdem fahren die Lokomotiven ruhiger. Der Grund ist kurz folgender: Die Kurbeltriebreaktionen kommen, wie schon erwähnt, als Ursachen des Gaukelns nennenswert nicht in Frage; zur Milderung von zufälligen, nicht periodischen Stößen, ist nun allgemein anzustreben, daß die ungefederten Massen (Räder) klein seien gegenüber den großen Massen und Trägheitsmomenten des Rahmens. Mittel sind: Hohe Schwerpunktslage (Θ_x, Θ_y), die schweren Zylindergußstücke außen (Θ_x) und vorn (Θ_y), also ziemlich das Gegenteil dessen, was jahrzehntelang als unumstößliche Norm galt.

Zusammenfassung.

Es ist das Zucken einer „Eintrieblokomotive“ auf Grund des Energiesatzes behandelt, weiterhin werden Näherungsgleichungen ermittelt. Der Zusammenhang mit einer Betrachtung nach Radinger-Jahn wird gezeigt. Das Zucken von Mehrzylinderlokomotiven wird kurz behandelt, für das Drehen wird eine einfachere Beziehung gewonnen. Bei der nur flüchtigen Behandlung des Gaukelns ist Wert gelegt auf den Nachweis, weshalb die Gesetze Redtenbachers zu praktisch nicht verwendbaren Ergebnissen führten.

Literatur:

1) L. Lechatelier, Etudes sur la stabilité des machines locomotives en mouvement. Paris 1849.

2) Y. Villarceau, Théorie de la stabilité des machines locomotives en mouvement. Paris 1852.

3) H. Résal, Notice sur la stabilité des machines locomotives. Ann. des Mines **3** (1893).

4) F. Redtenbacher, Die Gesetze des Lokomotivbaues. Mannheim 1855.

5) J. Weissbach, Die Mechanik des Dampfwagens. Civ. Ing. 1856.

6) G. Zeuner, Über das Wanken der Lokomotive. Programm der polytechnischen Schule zu Zürich 1861/62.

7) J. Einbeck, Theoretische Untersuchungen über den Unterbau von Lokomotiven. Leipzig 1875.

8) E. Heusinger v. Waldegg, Handbuch der speziellen Eisenbahntechnik. Bd. 3. Leipzig 1882.

9) A. Fliegner, Der Einfluß der Schienenstöße auf die gaukelnden Bewegungen der Lokomotiven. Vierteljahrsschrift d. naturf. Gesellschaft. Zürich 1897.

10) K. Wolters, Die störenden Bewegungen der Lokomotiven unter Berücksichtigung der auftretenden Reibungswiderstände. Dinglers Polytechn Journal 1903.

11) F. Radakovic, Über die theoretische Behandlung des Problems der störenden Lokomotivbewegungen. Zeitschrift für Mathematik und Physik. Leipzig 1906.

12) Strahl, Ist das Zucken der Lokomotive eine störende Bewegung? Glasers Annalen II (1907), S. 27.

13) J. Jahn, Das Wanken der Lokomotiven unter Berücksichtigung des Federspiels. Zeitschr. d. Vereins Deutscher Ingenieure 1909.

14) J. Jahn, Ein Beitrag zur Lehre von den Gegengewichten der Lokomotiven. Organ für die Fortschritte des Eisenbahnwesens **48** (1911), S. 163.

15) Leitzmann-v. Borries, Theoretisches Lehrbuch des Lokomotivbaues. Berlin 1911.

16) Die Eisenbahntechnik der Gegenwart 1, 1. Hälfte, 3. Aufl. Wiesbaden 1912.

17) W. Hort, Technische Schwingungslehre. 2. Aufl. Berlin 1922.

18) R. Garbe, Die Dampflokomotiven der Gegenwart. 2. Aufl. Berlin 1920.

19) J. v. Radinger, Über Dampfmaschinen mit hoher Kolbengeschwindigkeit. 3. Aufl. Wien 1892.

20) K. Heun, Die kinetischen Probleme der wissenschaftlichen Technik. Jahresbericht der Deutschen Mathematikervereinigung **9**, Heft 2 (1900).

21) T. Tolle, Die Regelung der Kraftmaschinen. 2. Aufl. Berlin 1909.

22) W. Hort, Die Differentialgleichungen des Ingenieurs. Berlin 1914.

23) H. Lorenz, Die Dynamik der Kurbelgetriebe. Leipzig 1901.
24) C. Matschoss, Die Entwicklung der Dampfmaschine. Berlin 1908.

(Ursprünglich eingegangen am 6. August 1921, nach Kürzung am 7. April 1923.)

Beitrag zur Untersuchung von Drehschwingungen bei Maschinen.

Von E. v. Brauchitsch.
(Früher AEG-Turbinenfabrik, Berlin).

I. Neues Verfahren zur Ermittlung der Eigenfrequenzen.

Es handelt sich im Folgenden um torsionselastische Systeme nach Fig. 1 bzw. 2, wie z. B. die Welle eines Dreizylinderölmotors mit Schwungrad und Dynamo. Die Massenträgheitsmomente der rotierenden Anteile der drei Kurbeltriebe, des Schwungrades und der Dynamo (im Folgenden

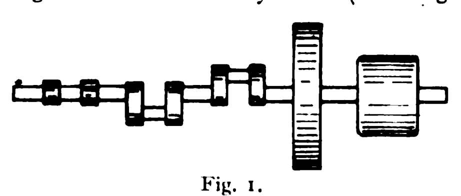


Fig. 1.

kurz Massen genannt) werden mit m_1, m_2, m_3, m_4, m_5, bezeichnet. Die gekröpfte und abgesetzte Maschinenwelle denken wir uns durch eine glatte zylindrische Welle von gleichen elastischen Eigenschaften ersetzt, d. h. so, daß sich die Massen in der wirklichen wie in der Ersatzanlage unter gleichem Moment um den gleichen Winkel gegeneinander verdrehen.[1])

Die Momente, die das Wellenstück l_k um die Winkeleinheit verdrehen (die Federkonstanten oder die Einheitsfedermomente), seien $c_k = \frac{G \cdot J}{l_k}$, wo G den Schubmodul, J das Querschnittsträgheitsmoment des Wellenstücks bedeutet.

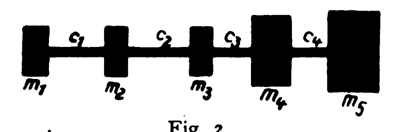


Fig. 2.

Die Berechnung der Eigenfrequenzen der Welle geht aus von den Schwingungs-Differentialgleichungen des Systemes Fig. 2. Es seien u_k ($k = 1$ bis 5) die veränderlichen Drehschwingungsausschläge der Massen m_k; dann bestehen für die u_k die Differentialgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} m_k \frac{d^2 u_k}{dt^2} + c_{k-1}(u_k - u_{k-1}) \\ + c_k(u_k - u_{k+1}) = 0 \\ k = 1, 2, 3, 4, 5 \\ \text{mit } c_0 = c_5 = 0. \end{aligned}\right\} \quad (1) \text{ bis } (5)$$

In bekannter Weise ergibt sich aus diesen unter Einführung des Partikularansatzes

$$u = a e^{i\omega t} \qquad (5a)$$

für die Maximalwerte a_k der periodisch veränderlichen Anteile der Ausschläge u_k das lineare Gleichungssystem

$$\left.\begin{aligned} (c_{k-1} + c_k - m_k \omega^2) a_k - c_{k-1} a_{k-1} \\ - c_k a_{k+1} = 0 \quad k = 1, 2, 3 \dots 5 \\ \text{mit } a_0 = a_6 = 0 \\ c_0 = c_5 = 0. \end{aligned}\right\} \quad (6) \text{ bis } (10)$$

Dieses kann zur Berechnung der Verhältnisse der Größen a_k benutzt werden, sofern seine Determinante verschwindet. Dieses Verschwinden liefert für ω^2 eine algebraische Gleichung fünften Grades (mit einer verschwindenden Wurzel), mit deren Lösung die Bestimmung der Torsionseigenfrequenzen des Systemes grundsätzlich erledigt ist. Man erzielt nun bei der Berechnung der Eigenfrequenzen im Falle von Systemen höheren Freiheitsgrades ($k > 3$) erhebliche Vorteile, wenn man die algebraische Gleichung zur Gewinnung der ω^2 nicht von vornherein durch Entwicklung der Determinante ansetzt, sondern durch Fortschaffung der Größen a_k aus den Gleichungen (6) bis (10) in verschiedener Reihenfolge **Kettenbruchformen** der algebraischen Gleichung gewinnt.[1]) So ergeben sich folgende Gleichungsgestalten:

$$\left.\begin{aligned} F_1(\omega^2) - T_1(\omega^2) \\ = \left\{ d_1 - \cfrac{c_1^2}{d_2 - \cfrac{c_2^2}{d_3 - \cfrac{c_3^2}{d_4 - \cfrac{c_4^2}{d_5}}}} \right\} = A(\omega^2) = 0 \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

$$\left.\begin{aligned} F_2(\omega^2) - T_2(\omega^2) \\ = \left\{ d_2 - \cfrac{c_2^2}{d_3 - \cfrac{c_3^2}{d_4 - \cfrac{c_4^2}{d_5}}} \right\} - \frac{c_1^2}{d_1} = 0 \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

---

[1]) Über die Methode zur Errechnung der Abmessungen der Ersatzanlage vgl. Holzer, „Die Berechnung der Drehschwingungen", Julius Springer 1921 und Geiger, Über Verdrehungsschwingungen von Wellen, insbesondere mehrkurbeligen Schiffsmaschinenwellen, Dissertation, Augsburg 1914.

[1]) Anm. der Schriftleitung: Somit findet die bereits von L. Euler, Act. Petrop. **1** (1779), S. 3, gemachte Bemerkung, daß jedes dreigliedrige homogene recurrente Linearsystem [die obigen Ansätze (6) bis (10)] einen Kettenbruch der Systemkoeffizienten definiert (der verschwinden muß), im folgenden eine technische Anwendung

$$\left.\begin{aligned} &F_3(\omega^2) - T_3(\omega^2) \\ &= \left\{ d_3 - \cfrac{c_3^2}{d_4 - \cfrac{c_4^2}{d_5}} \right\} - \cfrac{c_2^2}{d_2 - \cfrac{c_1^2}{d_1}} = 0 \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

$$\left.\begin{aligned} &F_4(\omega^2) - T_4(\omega^2) \\ &= \left\{ d_4 - \frac{c_4^2}{d_5} \right\} - \cfrac{c_3^2}{d_3 - \cfrac{c_2^2}{d_2 - \cfrac{c_1^2}{d_1}}} = 0 \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

$$\left.\begin{aligned} &F_5(\omega^2) - T_5(\omega^2) \\ &= \left\{ d_5 \right\} - \cfrac{c_4^2}{d_4 - \cfrac{c_3^2}{d_3 - \cfrac{c_2^2}{d_2 - \cfrac{c_1^2}{d_1}}}} = B(\omega^2) = 0 \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

mit den Abkürzungen

$$\left.\begin{aligned} d_1 &= c_1 - m_1\,\omega^2; \\ d_2 &= c_1 + c_2 - m_2\,\omega^2; \\ d_3 &= c_2 + c_3 - m_3\,\omega^2; \\ d_4 &= c_3 + c_4 - m_4\,\omega^2; \\ d_5 &+ c_4 - m_5\,\omega^2. \end{aligned}\right\} \quad (16) \text{ bis } (22)$$

Das Bildungsgesetz dieser Kettenbruchformen läßt sich leicht erkennen; die Kettenbruchglieder reihen sich aneinander wie die Massen auf der Welle und die verschiedenen Formen entstehen nach der Wahl der Masse, von der aus die Fortschaffung der Ausschlaggrößen a_k vor sich gegangen ist.[1]) Beginnt man mit der Fortschaffung nicht bei einer endständigen Masse, so erscheint die Bestimmungsgleichung für ω^2 als Differenz zweier kleineren Kettenbrüche $F_k - T_k$. Wir nennen F_k, T_k die „Elemente" der Bestimmungsfunktion.

Die zahlenmäßige Berechnung der Eigenfrequenzen nimmt nun folgenden Verlauf:

Es sei für die zu untersuchende Welle gegeben:

$$\left.\begin{aligned} &\left.\begin{aligned} c_1 &= c_2 = 2{,}5 \cdot 10^7 \\ c_3 &= 3{,}33 \cdot 10^7 \\ c_4 &= 2 \cdot 10^7 \end{aligned}\right\} \text{kg cm;} \\ &\left.\begin{aligned} m_1 &= m_2 = m_3 = 200 \\ m_4 &= 1000 \\ m_5 &= 1500 \end{aligned}\right\} \text{kg cm sec}^2. \end{aligned}\right\} \quad (23)$$

Wir berechnen einen der Kettenbrüche, z. B. etwa A in Gl. (11), als Funktion $A(\omega^2)$ von ω^2. Die Null-Stellen von A liefern dann die Eigenfrequenzen des Wellensystems. Das Ergebnis ist

$$\omega_1 = 142; \; \omega_2 = 232; \; \omega_3 = 480; \; \omega_4 = 655 \quad (24)$$

Die Funktion $A(\omega^2) = F_1(\omega^2) - T_1(\omega^2)$ ist vom vierten Grade und hat demnach 4 Pole. Aus den Ansätzen (11) ist ersichtlich, daß ihre reellen Pole mit den reellen Nullstellen der Funktion $F_2(\omega^2)$, deren Pole mit den Nullstellen der Funktion $(F_3\omega^2)$ zusammenfallen, usw.

Da bei der Berechnung von A die Funktionswerte d_k [Gl. (16) bis (22)] bereits berechnet sind, so macht es wenig Mühe, zur Kontrolle auch noch den Kettenbruch B Gl. (15) und die zugehörigen „Elemente" G_k, S_k z. B.

$$B = \left\{ d_4 - \cfrac{c_3^2}{d_3 - \cfrac{c_2^2}{d_2 - \cfrac{c_1^2}{d_1}}} \right\} - \frac{c_4^2}{d^5} = G_4 - S_4 \quad (25) \text{ u. } (26)$$

zu berechnen, die aus B so gebildet sind, wie F_k, T_k aus A. Die so ermittelten Funktionen sind in Fig. 3 eingezeichnet.

Wir haben so die Kettenbrüche A und B und die „Elemente" F, T und G, S ermittelt. Damit gelingt es auch, Aufschluß über den Einfluß von Massenänderungen auf die Eigenfrequenzen zu gewinnen. Hierzu dienen die Kettenbruchdarstellungen als Differenzen der Funktionselemente F und T z. B.:

$$F_2 - T_2; \quad F_3 - T_3; \quad \text{usw.} \quad (27)$$

Handelt es sich z. B. um die Änderung $\pm \triangle m_1$ der Masse m_1, dann sind die neuen Frequenzen aus dem Verschwinden des Kettenbruches

$$A' = c_1 - (m_1 \pm \triangle m_1)\,\omega^2 = A(\omega^2) \pm \omega^2 \triangle m_1 \quad (28)$$

zu ermitteln. Man erhält also die neuen Frequenzen durch die Schnitte der beiden Kurven

$$A = A(\omega^2) \text{ und } \triangle A = \pm\, \omega^2 \triangle m_1 \quad (29)$$

von denen die zweite eine Parabel ist. Wir entschließen uns nun, diese Parabeln, von denen für jede Massenänderung eine in Frage kommt, als „Änderungsparabeln" zu bezeichnen. Handelt es sich um den Einfluß der Änderung einer nicht endständigen Masse auf die Eigenfrequenzen, z. B. m_4, so benutzt man diejenige Kettenbruchform, die mit dieser beginnt, also in unserem Falle Gl. (14) und schreibt demgemäß den neuen zum Verschwinden zu bringenden Kettenbruch

$$F'_4 - T'_4 = F_4 - T_4 \pm \omega^2 \triangle m_4 \,. \quad (30)$$

Also auch hier ergeben sich wieder die Eigenfrequenzen als Schnitte einer „Änderungsparabel" mit der Kettenbruchfunktion. In Fig. 3 sind die oben ermittelten Frequenzen ω_1 bis ω_4 (unter Maßstabverwandlung) aufgetragen, ebenso wie sämtliche Bestimmungsfunktionen und das System der Änderungsparabeln. Man kann unmittelbar jede Frequenzänderung ablesen.

[1]) Falls es sich nicht um eine Welle aus einem einzigen durchlaufenden Strang handelt, sondern wenn etwa durch Zahnradgetriebe Verzweigungen der Welle stattfinden, so läßt sich das entwickelte Verfahren ebenfalls anwenden, jedoch werden dann die Kettenbruchformen verwickelter.

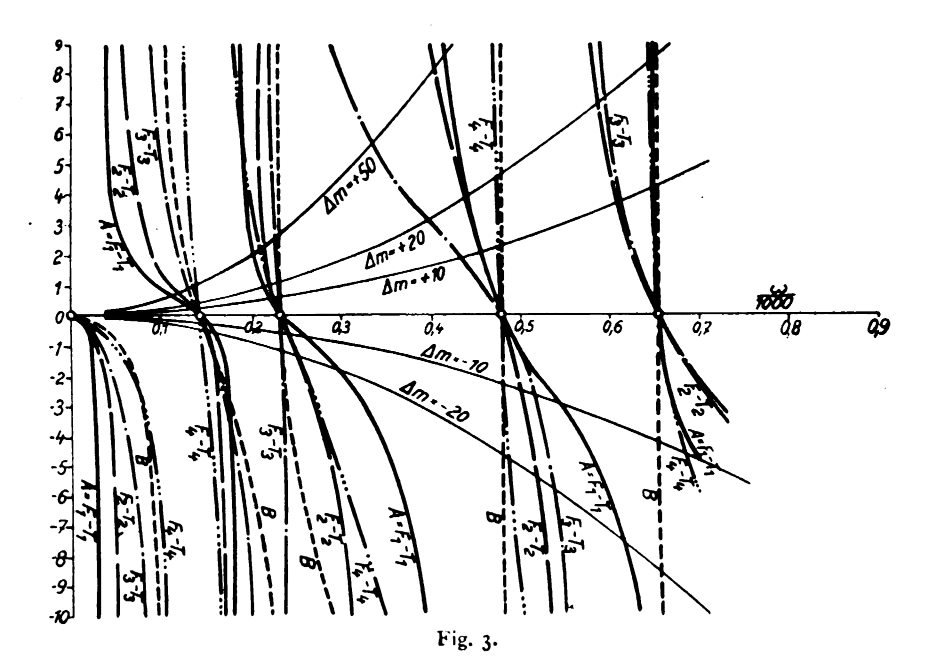


Fig. 3.

II. Berechnung der Knotenlagen.

Sind nach dem Vorhergehenden die Eigenfrequenzen des schwingenden Systems ermittelt, so bestehen keine Hindernisse mehr, die Verhältnisse der Schwingungsausschläge a_k und damit die Knotenlagen der Schwingungsgestalten zu finden. Das Ansatzsystem:

$$\left.\begin{array}{l} \frac{a_1}{a_2} = \frac{T_2}{c_1} = \frac{F_2}{c_1}; \quad \frac{a_2}{a_3} = \frac{T_3}{c_2} = \frac{F_3}{c_2}; \\ \frac{a_3}{a_4} = \frac{T_4}{c_3} = \frac{F_4}{c_3}; \quad \frac{a_4}{a_5} = \frac{T_5}{c_4} = \frac{F_5}{c_4}, \end{array}\right\} \quad (31)$$

welches aus (6) bis (10) und (11) bis (15) folgt, dient zur Ermittlung der Zahlenwerte für diese Verhältnisse, die in nachfolgender Tabelle

	$\omega_1 = 142$	$\omega_2 = 232$	$\omega_3 = 480$	$\omega_4 = 652$
$\frac{a_1}{a_2}$	$= +1{,}2$	$+1{,}76$	$-1{,}24$	$-0{,}36$
$\frac{a_2}{a_3}$	$= +1{,}56$	$-4{,}0$	$+0{,}76$	$-0{,}96$
$\frac{a_3}{a_4}$	$= +2{,}63$	$0{,}18$	$-5{,}3$	-10
$\frac{a_4}{a_5}$	$= -0{,}5$	$-3{,}05$	-16	-28

(32)

zusammengestellt sind.

In der Fig. 4 sind dann für das oben angegebene Beispiel die Schwingungsformen für den Grundton und die drei zugehörigen Obertöne verzeichnet mit der Maßgabe, daß das jedesmalige Maximum der Wellenverdrehung in allen vier Fällen gleich groß gewählt wurde.

Wir wollen nun den Einfluß von Massenänderungen auf die Knotenpunktslagen untersuchen. Hierzu ermitteln wir mit den Beziehungen

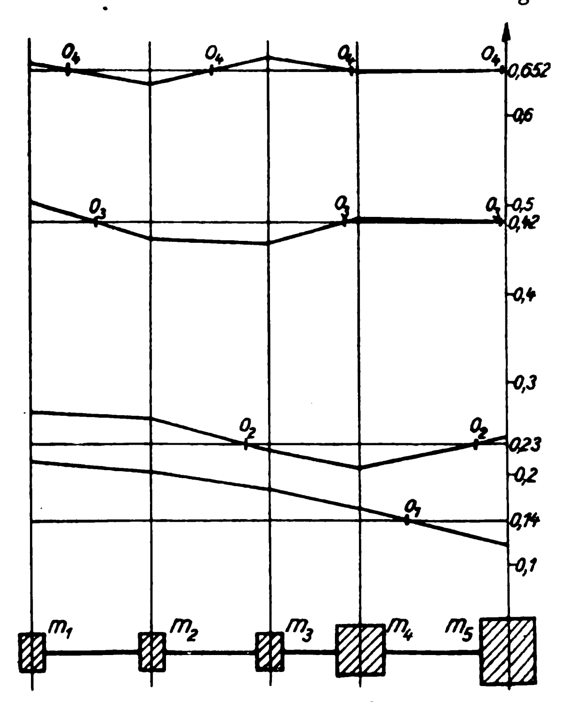


Fig. 4. Eigenschwingungsformen der vier Eigenschwingungen.

in Fig. 5 die Abstände der Knotenlagen von der benachbarten Masse auf Grund des Umstandes, daß sich die Abschnitte, die ein Knotenpunkt auf dem Wellenstück bildet, unter Berücksichtigung des Vorzeichens wie die Ausschläge der benachbarten

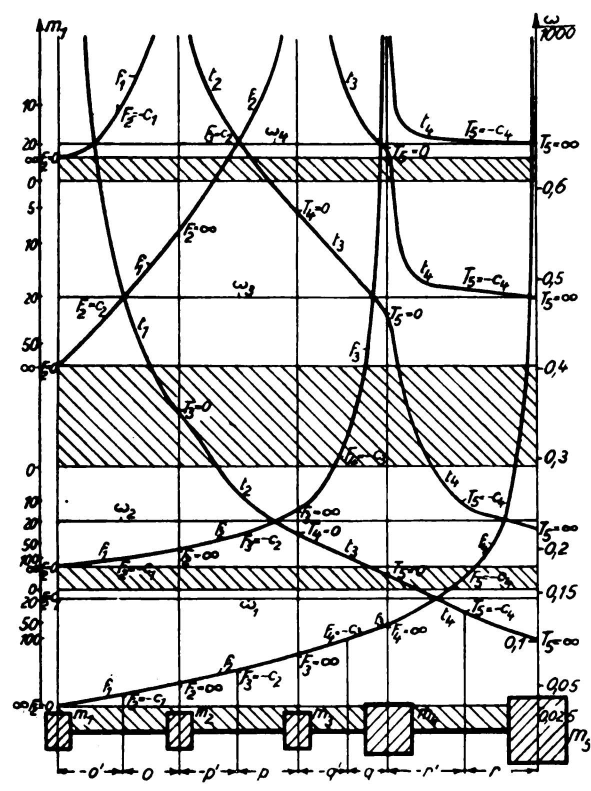


Fig. 5. Knotenwanderungslinien.

Massen verhalten müssen. Das Ergebnis dieser Ermittlung ist in

$$
\left.\begin{aligned}
o = f_1 &= \frac{l_1}{1 - \frac{F_2}{c_1}} = t_1 = \frac{l_1}{1 - \frac{T_2}{c_1}} \\
p = f_2 &= \frac{l_2}{1 - \frac{F_3}{c_2}} = t_2 = \frac{l_2}{1 - \frac{T_3}{c_2}} \\
q = f_3 &= \frac{l_3}{1 - \frac{F_4}{c_3}} = t_3 = \frac{l_3}{1 - \frac{T_4}{c_3}} \\
r = f_4 &= \frac{l_4}{1 - \frac{F_5}{c_4}} = t_4 = \frac{l_4}{1 - \frac{T_5}{c_4}}
\end{aligned}\right\} \quad (34)
$$

enthalten, in der für jedes Wellenstück der eine der nach Fig. 5 bezeicheten Abschnitte zur Kennzeichnung der Knotenpunktslage herausgegriffen ist. Danach lassen sich die Abschnitte o, p, q, r als Funktion der Frequenzen, die der Frequenzengleichung genügen, berechnen, da ja die Werte der Funktionselemente F und T bei der Auflösung der Frequenzengleichung bestimmt waren.

Infolge des Zusammenhangs der in den Funktionen f und t erscheinenden Frequenzen mit der Frequenzengleichung sind jene von den Massen m abhängig und liefern demnach die durch diese Abhängigkeit bedingte Änderung der Knotenpunktslagen. Für jedes Wellenstück ist ein Paar der Funktionen f und t gültig. Die Zusammengehörigkeit der Funktionen für verschiedene Wellenstücke kann man deutlich machen, wenn man die Funktionen f, t in Abhängigkeit von ω aufträgt. Dann erhält man nach Fig. 5 zusammenhängende Kurvenzüge, die sich aus den Stücken f und t derart zusammensetzen, daß sie an den Grenzen der Bereiche der Wellenabschnitte o, p, q, r mit gleicher Tangentenrichtung ineinander übergehen. Dieses System der „Knotenwanderungslinien" ist unmittelbar geeignet, die Beeinflussung der Knotenpunktslagen durch Massenänderung zu beurteilen. Ist irgend eine Massenänderung, z. B. $\triangle m_4$, gegeben, so sucht man nach Fig. 3 mit Hilfe der Änderungsparabeln das zugehörige Eigenfrequenzensystem auf. Mit diesen Eigenfrequenzen geht man in Fig. 5 ein und erhält durch die dort verzeichneten Knotenwanderungslinien die Lage der Knotenpunkte.

III. Die Knotenwanderungslinien bei erzwungenen Schwingungen.

Es seien nach

$$
\left.\begin{aligned}
m_k \frac{d^2 u_k}{dt^2} + c_{k-1}(u_k - u_{k-1}) + c_k(u_k - u_{k+1}) \\
= E_k \sin \omega t \ldots . k = 1 \text{ bis } 5 \\
c_0 = c_5 = 0
\end{aligned}\right\} \quad (35)
$$

für das bisher behandelte torsionselastische System die Differentialgleichungen erzwungener Schwingungen angesetzt. Diese Ansätze sollen so verstanden werden, daß jedesmal nur an einer der 5 Massen eine periodische Erregung angreift. Die stationäre Lösung des Gleichungssystems (35) hat dann die Periode dieser Erregung.

Die Ausschläge der einzelnen Massen schreiben sich nach

$$
\left.\begin{aligned}
(a_1)_1 = \frac{E_1}{A}; \; (a_2)_2 = \frac{E_2}{F_2 - T_2}; \; (a_3)_3 = \frac{E_3}{F_3 - T_3}; \\
(a_4)_4 = \frac{E_4}{F_4 - T_4}; \; (a_5)_5 = \frac{E_5}{F_5 - T_5} \ldots .
\end{aligned}\right\} \quad (36)
$$

wo der Index an der Klammer auf die Erregung hinweist, die den Ausschlag erzeugt. Aus diesen Ansätzen ergibt sich zunächst ohne weiteres, daß im Resonanzfalle die Anschläge unendlich groß werden.

Uns interessieren auch die Formen der erzwungenen Schwingungen innerhalb des Resonanzbereiches, Hierzu ermitteln wir wiederum die Abstände o, p, q, r der Knotenpunkte von den respektiven Massen, vgl. Fig. 5, und werden wieder auf die Gleichungen (34) geführt. Für die Bestimmung der erzwungenen Schwingungsformen

gelten also die Knotenwanderungslinien und zwar ist jeder unmittelbar erregten Masse ein System von Knotenwanderungslinien zugeordnet, aus dem man für jede beliebige Frequenz, mag sie nun eine Eigenfrequenz oder eine erzwungene sein, die Lage der Knotenpunkte ohne weiteres ablesen kann. Insbesondere ergibt sich, daß im Resonanzfalle die erzwungene Schwingung und die Eigenschwingung die gleichen Knotenlagen haben.

Um also ein gegebenes torsionselastisches System auf seine Schwingungseigenschaften zu untersuchen, ist es nur nötig, nach Fig. 3 die Kettenbruchfunktionen und Änderungsparabeln und nach Fig. 5 Knotenwanderungslinien zu entwerfen, um über den Einfluß der Massen und der erregenden Kräfte auf die Schwingungsformen des Systems Aufschluß zu erhalten.

(Eingegangen am 1. April 1923.)

Die Bestimmung der Zähigkeit des Wasserdampfes.[1]

Von Helmuth Speyerer.

(Mitteilung aus dem Maschinenlaboratorium der Technischen Hochschule zu Karlsruhe.)

Zur Berechnung des Spannungsabfalles in Dampfleitungen liegen nur 2 Versuchsreihen vor, eine ältere von Gutermuth und eine neuere von Eberle, deren Werte sich um 50% unterscheiden. Inzwischen hat die Theorie der Rohrreibung bedeutende Fortschritte gemacht. Man hat erkannt, daß bei gleicher Rauhigkeit der Rohrreibungskoeffizient nur von einer dimensionslosen Größe, der Reynoldsschen Zahl, abhängt. Da in der Reynoldsschen Zahl Durchmesser des Rohres, Zähigkeit und spezifisches Gewicht des strömenden Mediums enthalten sind, so besagt obiges Gesetz, daß bei der gleichen Reynoldsschen Zahl der Rohrreibungsbeiwert konstant und von dem strömenden Medium unabhängig ist. Demzufolge kann aus Versuchen über den Spannungsabfall in Rohrleitungen, die mit den verschiedensten Flüssigkeiten und Gasen und bei den verschiedensten Rohrdurchmessern angestellt worden sind, der Spannungsabfall für irgendein anderes Medium bei gegebener Durchflußmenge berechnet werden, wenn dessen Zähigkeit und spezifisches Gewicht bekannt sind. Umgekehrt kann aber auch der Spanuungsabfall in einer Rohrleitung gemessen und die Durchflußmenge[1]) daraus errechnet werden. Da über die Zähigkeit des Wasserdampfes nur 5 Versuche unter 100° C vorliegen, ist es bis jetzt nicht möglich, den Druckabfall bei Fortleitung von gespanntem Wasserdampf oder bei gemessenem Druckabfall die Durchflußmenge zu berechnen.

Ahnlich liegen die Verhältnisse beim Wärmeübergang. Die von Prof. Nußelt entwickelte Theorie des Wärmeübergangs im Rohr ermöglicht es, für ein beliebiges Gas die im Rohr ausgetauschte Wärme zu berechnen, wenn die Zähigkeit bekannt ist. Auch hier sollen die im folgenden wiedergegebenen Versuche abhelfen.

Zur Bestimmung der Zähigkeit kommt in erster Linie die Durchflußmethode in Frage, bei welcher nach dem Poiseuilleschen Gesetz aus dem beim Durchströmen durch das Rohr auftretenden Druckabfall die Zähigkeit errechnet werden kann. Außerdem kann sie auch aus dem Energieverbrauch einer in dem Gas langsam bewegten oder schwingenden Masse (Scheibe, Kugel oder Zylinder) bestimmt werden. Das logarithmische Dekrement ist in diesem Falle der Zähigkeit proportional. Für die Zähigkeitsbestimmung des Wasserdampfes wurde die Durchflußmethode gewählt.

Die Versuchsanordnung.

Bei den Versuchen wurde der Dampf in einen kleinen Kessel von ca. 1,5 l Wasserinhalt erzeugt, durchströmte dann eine 7 m lange Kupferrohrspirale, in welcher er durch eine Bunsenflamme überhitzt wurde, um dann in einem elektrischen Überhitzer, einem 1/2 zölligen Gasrohr, auf die gewünschte Temperatur einreguliert zu werden. Von hier gelangte der Dampf in das durch Überwurfmutter mit dem Überhitzer verschraubte Versuchsrohr. Es war ein hart gezogenes Messingrohr von 2,4 m Länge, nominell 2 mm l. W. und 2 mm Wandstärke. Als Beruhigungsstrecke für Strömungsstörungen an den Rohrenden dienten je 20 cm am Anfang und Ende des Rohres, als Meßstrecke das mittlere Stück von ca. 2 m Länge. Am Ende des Rohres war ein Nadelventil zur Regulierung der Durchflußmenge und hieran der Kondensator angeschlossen, jeweils mit Überwurfmutter verschraubt. Der Kondensator war ein Messingrohr von 7 mm l. W. und 60 cm Länge mit einem darüber geschobenen Glasmantel, durch den das Kühlwasser im Gegenstrom geleitet wurde. Das Versuchsrohr war auf seiner ganzen Länge elektrisch geheizt und auf konstanter Temperatur

---

[1]) Die Versuche wurden auf Veranlassung des Direktors des Maschinenlaboratoriums, Herrn Prof. Dr.-Ing. Nußelt, ausgeführt. Die Karlsruher Hochschulvereinigung und die Helmholtzgesellschaft zur Förderung der physikalisch-technischen Forschung E. V. haben durch Bewilligung von Geldmitteln und die Mannheimer Gummi-, Guttapercha- und Asbest-Fabrik A.-G. durch kostenlose Überlassung einer größeren Menge Asbestpapier und Asbestschnur die Ausführung der Versuche ermöglicht. Auch an dieser Stelle sei hierfür der herzlichste Dank des Laboratoriums zum Ausdruck gebracht.

[1]) Bestimmung von strömenden Gas- und Flüssigkeitsmengen aus dem Druckabfall in Rohren von Max Jakob, Z. d. V. d. J. 1922, S 178.



gehalten, welche längs des Rohres durch 6 auf der Rohroberfläche angebrachte Thermoelemente beobachtet wurde. Die Heizung wurde in der Weise hergestellt, daß Asbestpapier von ca. 0,3 mm Stärke in einer 5 mm starken Schicht um das Rohr gewickelt wurde. Alsdann wurde der Heizdraht, ein Konstantandraht, von 0,5 mm Durchmesser möglichst gleichmäßig auf das Rohr in Windungen aufgebracht und diese Drahtwicklungen dann durch eine erneute Asbestpapierschicht elektrisch und gegen Wärmeverlust isoliert. Die Heizung des Überhitzers war in ähnlicher Weise hergestellt. Der Druckabfall in der Meßstrecke sollte bestimmt werden. Da ein Anbohren des Rohres bei dem kleinen Durchmesser unmöglich war, wurde die Meßstrecke aus dem Versuchsrohr herausgeschnitten, die Stirnflächen sorgfältig abgedreht und der innere Grat entfernt. Hierauf wurde die Anlaufstrecke und die Meßstrecke (ebenso die Auslaufstrecke) mit 0,2 mm Abstand axial in eine Messingmuffe gesteckt und hart verlötet. Von den Spaltstellen führten Kupferrohre von 2 mm l. W. nach einem Flüssigkeitsdifferentialmanometer mit Alkohol als Meßflüssigkeit. Da der Wasserdampf über dem Alkohol kondensiert wäre, wurde in die von den Spaltstellen nach dem Manometer führenden Kupferrohre je ein Glasrohr von ca. 4 mm l. W. eingeschaltet, in dem man etwas Wasserdampf kondensieren ließ. So entstand ein Wassertropfen von 2—5 cm Länge, welcher innerhalb des Glasrohres möglichst an derselben Stelle gehalten werden mußte. Dies wurde bewerkstelligt durch Zugabe von Druckluft aus einer Bombe in die Leitung zwischen Wassertropfen und Alkoholmanometer. Zwischen Versuchsrohr und Glasrohr waren die Kupferrohre in gleicher Weise, wie oben angegeben, beheizt. An die vordere Spaltstelle wurde auch das Manometer zur Bestimmung des Überdruckes angeschlossen.

Ausführung der Versuche.

Die Heizung des Überhitzers und des Versuchsrohres wurden einige Stunden vor Beginn des Versuches auf die gewünschte Temperatur einreguliert. Der Dampfkessel wurde angeheizt und die über dem Wasser lagernde Luft durch kräftiges Abblasen durch das Sicherheitsventil entfernt. Hierauf wurde das zwischen Kessel und Überhitzer angeordnete Ventil geöffnet und die Dampftemperatur an einem, im Überhitzer kurz vor dem Eintritt in das Versuchsrohr angebrachten, im Dampfstrom liegenden Thermoelement geprüft. Nach Eintritt des Beharrungszustandes konnten dann die nach dem Differentialmanometer führenden Ventile geöffnet werden und an dem Manometer der Druckabfall in mm Alkoholsäule abgelesen werden. Die im Kondensator in einer bestimmten mit der Stoppuhr ermittelten Zeit niedergeschlagene Dampfmenge wurde in einer Mensur aufgefangen, während gleichzeitig die Manometerstände jede Minute abgelesen wurden. Die Durchflußmenge schwankte zwischen 0,3 und 4 g/Min. Die Versuchsdauer zwischen 3 und 15 Minuten. Eine Zähigkeitsbestimmung erforderte 4—8 Einzelversuche bei verschiedenen Durchflußmengen, wobei letztere dem Druckabfalle proportional gefunden werden mußten.

Auswertung der Versuche.

Die Versuche wurden nach der Poiseuilleschen Formel ausgewertet. Sie setzt voraus, daß die von den Druckkräften geleistete Arbeit ganz auf das Überwinden der Reibung paralleler Stromfäden in dem Rohr verwandt wird. Dies wird erreicht durch den Einbau einer An- und Auslaufstrecke und dadurch, daß die Reynoldssche Zahl den empirisch gefundenen Wert von

$$\frac{2 \cdot G}{\pi \cdot r \cdot \eta \cdot g} \sim 2000$$

nicht überschreitet. Die Formel lautet:

$$\eta = \frac{\pi \cdot r^4 \cdot \Delta p \cdot \gamma}{8 \cdot l \cdot G} \quad \frac{kg\,sk}{m^2}$$

wobei Δp = Druckabfall in kg/m²,
γ = spezifisches Gewicht in kg/m³,
l = Länge der Meßstrecke in m,
G = Durchflußmenge in kg/sec,
r = Radius des Versuchsrohres in m.

Dabei ist die Zähigkeit η definiert als diejenige Kraft, welche 2 Flüssigkeitsschichten von der Flächeneinheit aufeinander ausüben, wenn sie mit dem Geschwindigkeitsunterschied 1 im Abstand 1 parallel aneinander vorbeibewegt werden.

Die Dimensionen des Rohres gehen als Konstante in die Formel für η ein. Der Radius wurde an einem kleinen Rohrstücke zuerst optisch bestimmt. Aus 8 Messungen, bei denen das Rohr jeweils um etwa gleiche Winkel gedreht wurde, ergab sich als Mittelwert $2r = 1{,}970$. Eine dreimal wiederholte Kalibrierung eines 20 cm langen Rohrstückes mit Quecksilber ergab $2r = 1{,}968$. In der vierten Potenz bedeutet das einen Unterschied der beiden Bestimmungsarten von ca. 0,4%. Gerechnet wurde mit $2r = 1{,}968$. Die Rohrlänge wurde zu $l = 1{,}098$ m ermittelt. Den Druckabfall Δp erhält man aus dem am Alkoholmanometer abgelesenen Δh durch Multiplikation mit dem spezifischen Gewicht des Alkohols und dem Beiwert des Manometers von 1,0196. Das spezifische Gewicht des Dampfes wurde nach der Mollierschen Zustandsgleichung für überhitzten Wasserdampf berechnet. Die Durchflußmenge G wurde durch Wägung auf $^1/_{100}$ g bestimmt. Die Alkoholsäule wurde von der Raumtemperatur auf

15° C reduziert unter Annahme eines Ausdehnungskoeffizienten von 1,04 v. T. Die thermische Ausdehnung des Versuchsrohres wurde ebenfalls berücksichtigt.

Zahlentafel.

Nr. des Versuchs	Druck p at abs.	Temperatur t^0 C	Zähigkeit (techn. Maßsystem) $10^8 \cdot \eta \; \frac{kg\,sk}{m^2}$	Zähigkeit (CGS-System) $10^6 \cdot [\eta] \; \frac{\text{Dynen}\,s\,k}{cm^2}$
1	1,062	107,6	132,1	129,5
2	1,059	114,3	131,5	128,9
3	1,058	167,8	153,0	150,0
4	1,065	168,9	155,0	152,0
5	1,062	219,2	172,2	168,9
6	1,067	280,5	196,1	192,2
7	1,065	293,5	202,7	198,6
8	1,057	341,3	217,6	213,2
9	1,063	343,5	219,9	215,6
10	1,998	144,0	146,5	143,6
11	2,013	150,5	149,25	146,4
12	2,011	267,7	196,0	192,2
13	2,013	316,3	211,5	207,4
14	4,036	157,2	157,9	154,8
15	4,039	250,5	191,9	188,2
16	4,037	307,9	214,0	209,8

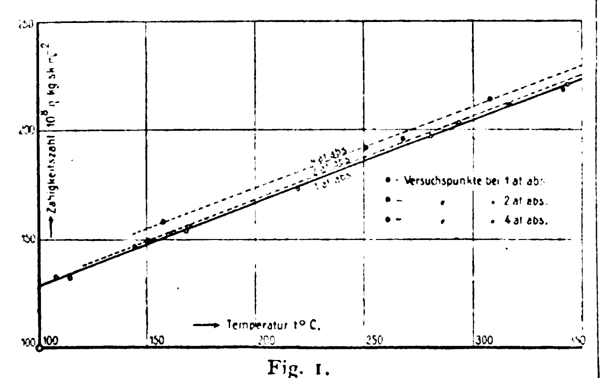


Fig. 1.

Die Zahlentafel enthält die Ergebnisse der Versuche, und zwar die Zähigkeit η abhängig von Druck und Temperatur. Wie aus der Abbildung zu ersehen ist, ergab sich eine lineare Zunahme der Zähigkeit mit der Temperatur. Die nach der Methode der kleinsten Quadrate durch die Versuchspunkte bei ca. 1 at. abs. gelegte Gerade hat die Gleichung

$$10^8 \cdot \eta = 127{,}02 + 0{,}3785\,(t - 100)\; \frac{kg\,sk}{m^2}$$

gültig von 100—350° C und bei 1,06 at. abs.

Ein endgültiges Urteil über die Versuche bei 2 und 4 at. abs. kann noch nicht abgegeben werden, da die Versuche nicht abgeschlossen sind. Bis jetzt ist eine Zunahme der Zähigkeit von ungefähr 1% bei einer Drucksteigerung um 1 at. festzustellen. Die Versuche sollen noch auf höhere Drücke ausgedehnt werden. Ein ausführlicher Bericht wird dann nach Fertigstellung dieser Versuche erfolgen.

Zusammenfassung.

Die Zähigkeit des Wasserdampfes wird nach der Durchflußmethode bei ca. 1 at abs. bestimmt: in dem untersuchten Bereich zwischen 100° und 350° C. findet sich lineares Ansteigen ihres Koeffizienten mit der Temperatur.

(Eingegangen am 8. August 1923.)

Die Temperatur des aus einer Lösung sich entwickelnden Dampfes.

Von Oscar Knoblauch und H. Reiher.

(Mitteilung aus dem Laboratorium für technische Physik der Technischen Hochschule München.)

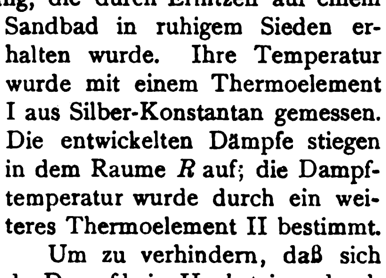
Unter obigem Titel hat Herr K. Schreber in der Zeitschrift für technische Physik 1923, Nr. 1, S. 19 einen Aufsatz veröffentlicht. Es handelt sich um eine Frage, die bereits vor etwa 100 Jahren von Faraday erstmalig experimentell in Angriff genommen, aber immer noch nicht endgültig beantwortet zu sein scheint. In nicht zu überbrückendem Gegensatze stehen sich zwei Meinungen gegenüber: die eine geht dahin, daß aus theoretischen Gründen der aus einer Lösung von etwa 120° Siedetemperatur entwickelte Dampf „selbstverständlich" ebenfalls 120° haben muß, die andere behauptet, daß in dem aus einer Lösung aufsteigendem Dampfe einwandfrei noch keine oberhalb 100° liegende Temperatur beobachtet worden, und daß deshalb ebenfalls „selbstverständlich" die Dampftemperatur der Lösung zu nur 100° anzusetzen sei.

K. Schrebers genannte Abhandlung enthält eine Zusammenstellung der zur Entscheidung der Frage angestellten Untersuchungen und schließt sich auf Grund eigener Beobachtungen der an zweiter Stelle genannten Meinung an. Er hält alle Messungen, bei denen mehr als 100° gefunden wurden, als durch ungeeignete Versuchsanordnungen gefälscht und gibt auf Seite 24 in Abschnitt 4 eine Theorie, welche seine Beobachtungen erklären soll. Gegen die von seinem Ergebnis abweichenden Beobachtungen wendet er sich mit den Worten; „Für den, der imstande ist, allgemein anerkannte Tatsachen und Sätze auf den vorliegenden Fall anzuwenden, waren die Beobachtungen überflüssig und das auf sie verwendete Geld und die für sie verbrauchte Zeit verschwendet."

Wir möchten es dahin gestellt sein lassen, ob die Aufklärung einer für Technik und Wissenschaft so wichtigen Frage durch eine derartig schroffe Stellungnahme eines einzelnen Forschers wirklich gefördert wird. Wir verzichten darauf, die theo-

retische Diskussion, die sich an Schrebers obige Arbeit angeschlossen hat, durch einen weiteren Beitrag zu verlängern[1]) und beschränken uns auf die Mitteilung einer einzigen, aber entscheidenden Beobachtungsreihe.

Das in nebenstehender Zeichnung abgebildete Messinggefäß enthielt im unteren Teile *A* eine Chlorkalziumlösung, die durch Erhitzen auf einem Sandbad in ruhigem Sieden erhalten wurde. Ihre Temperatur wurde mit einem Thermoelement I aus Silber-Konstantan gemessen. Die entwickelten Dämpfe stiegen in dem Raume *R* auf; die Dampftemperatur wurde durch ein weiteres Thermoelement II bestimmt.



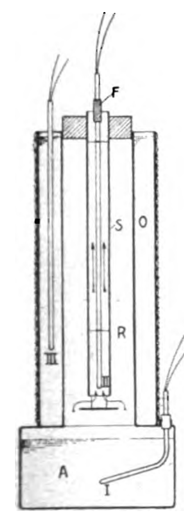


Fig. 1.

Um zu verhindern, daß sich der Dampf beim Hochsteigen durch den Raum *R* bis auf 100° abkühlen und kondensieren konnte. war dieser von dem mit Öl gefüllten Mantel *O* umgeben, der mittels eines außen umgelegten elektrischen Heizkörpers auf eine mit dem Thermoelement III bestimmbare Temperatur erwärmt wurde. Alle Elemente waren in unten zugeschmolzene, mit Öl gefüllte Glasröhrchen gesteckt.

Das Thermoelement II, der wichtigste Teil der Versuchsanordnung, war mit einem als Strahlungsschutz dienenden Neusilberzylinder *S* umgeben, um Temperaturmeßfehler durch Zu- oder Abstrahlung zu vermeiden. Etwa 1 cm vom unteren Ende dieses Strahlungsschutzes entfernt, war an diesem eine Blechscheibe an 3 Drähten aufgehängt, so daß der Dampf nur auf dem in der Zeichnung durch Pfeile angegebenen Wege zum Thermoelement II gelangen konnte. Hierdurch wurde vermieden, daß etwa vom Dampfe mitgerissene Teilchen der Chlorkalziumlösung an das Thermoelement gelangten. Nach jeder Versuchsreihe wurde das Glasrohr, in dem das Thermoelemcnt II steckte, mit destilliertem Wasser abgespült In diesem wurde in keinem Falle mit Silbernitrat ein Niederschlag von Silberchlorid erhalten, so daß in der Tat die Blechscheibe das Anspritznn des Elementes II völlig verhinderte.

Um eine günstige Wärmeübertragung vom Dampfe auf das Element zu sichern, war der Strahlungsschutz bis durch den Korkstopfen durchgeführt, der den Innenraum *R* oben abschloß; der Dampf konnte daher nur durch das Rohr *S* ins Freie entweichen.

Zur Erreichung einwandfreier Meßergebnisse war folgendes zu beachten:

1. Es mußte vermieden werden, daß sich zu Anfang eines jeden Versuches beim Einschieben des Elementes II in das Neusilberrohr *S* am ersteren Dampf kondensierte. Deshalb wurde das Thermoelement auf 98—105° vorgewärmt.

2. Außerdem war zu verhindern, daß etwa Kondensat, das sich außerhalb des Apparates an dem herausragenden Teile des das Thermoelement II umschließenden Glasrohres niederschlug, an diesem entlang in den Apparat hinein bis zur Lötstelle floß. Aus diesem Grunde war um den oberen Teil des Glasrohres etwas Fließpapier *F* herumgelegt, welches das dort gebildete Kondensat aufsaugte.

Aus einer größeren Anzahl von Versuchen sei folgende Reihe angeführt:

	$t_{Öl}$	t_{Dampf}	$t_{Lösung}$
a)	103,5° C	108,5° C	135° C
	120	123	127
	125	129	137
	128,5	133	141
b)	125	125	125
	129,6	129,8	130,1

Bei den Versuchen a) war die Öltemperatur stets niedriger als die Dampftemperatur, so daß es ausgeschlossen war, daß etwa Wärme von dem Öl auf den Dampf übertrat. Bei den Beobachtungen b) war die Öltemperatur möglichst gleich der Lösungstemperatur eingestellt.

Durch die Versuche der Reihe a) ist nachgewiesen, daß der Dampf mit einer über 100° liegenden Temperatur, also überhitzt, die Lösung verläßt, durch b), daß seine Temperatur mit derjenigen der Lösung übereinstimmt.

(Eingegangen am 2. Juli 1923.)

Die Temperatur des aus einer Lösung sich entwickelnden Dampfes.

Von F. Pollitzer.

Herr Schreber hat in dieser Zeitschrift (Nr. 1, S. 19 ds. J.) durch Versuche und Überlegungen nachzuweisen versucht, daß der mit einer Lösung im Gleichgewicht befindliche Dampf nicht die Temperatur der Lösung, sondern die tiefste Temperatur aufweise, bei welcher der Dampf für sich beständig ist, d. h. die Siedetemperatur des reinen Lösungsmittels.

[1]) K. Schreber, „Die Temperatur des aus einer Lösung sich entwickelnden Dampfes." Zeitschr. f. techn. Physik **4** (1923), S. 19 und Dinglers Polytechnisches Journal **338** (1923), S. 95. — Deinlein, „Die Temperatur des aus einer Lösung entstehenden Dampfes". Die Wärme **46** (1923), S. 158. — P. Schlösser, K. Schreber, „Die Temperatur des aus einer Lösung entstehenden Dampfes". Die Wärme **46** (1923), S. 214. — Chr. Metzger, Gesundheitsingenieur **46** (1923), S. 214 und 296.

Folgende Überlegung zeigt, daß diese Behauptung dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik widerspricht.[1])

Angenommen, die Siedetemperatur der Lösung T_1 sei von der Temperatur des mit ihr im Gleichgewicht befindlichen Dampfes T_2 verschieden; dann müßte sich mittels eines Hilfskörpers (z. B. eines idealen Gases) zwischen den Temperaturen T_1 und T_2 ein Carnotscher Kreisprozeß durchführen lassen, bei dem der Hilfskörper der Lösung bei der Temperatur T_1 die Wärmemenge Q_1 entzieht, dem Dampf die Wärmemenge Q_2 bei der Temperatur T_2 zuführt und in Summa die mechanische Arbeit $Q_1 - Q_2$ leistet. Aus einem besonderen zur Verfügung stehenden Wärmespeicher von der Temperatur T_2 werde nun dem Dampf die Wärmemenge $Q_1 - Q_2$ zugeführt. Damit ist die gesamte dem Dampf zugeführte Wärmemenge ebenso groß geworden wie diejenige, welche der Lösung entzogen worden ist, und da nach Voraussetzung Dampf und Lösung miteinander im Gleichgewicht stehen, wird die durch die Wärmeentziehung der Lösung verursachte Kondensation von Dampf durch die Wiederverdampfung infolge Wärmezufuhr gerade ausgeglichen werden. Es bleibt daher der Ausgangszustand des Systems Lösung — Dampf ungeändert erhalten, und die einzige Änderung bestände in der quantitativen Überführung der Wärmemenge $Q_1 - Q_2$ von der Temperatur T_2 in mechanische Arbeit. Der Vorgang könnte beliebig oft wiederholt werden bis zur vollständigen Aufzehrung der vom Reservoir abzugebenden Wärmemenge[2]), würde demnach ein perpetuum mobile zweiter Art darstellen. Nach dem zweiten Hauptsatz ist ein solcher Vorgang unmöglich; es kann daher die Temperatur T_1 von der Temperatur T_2 nicht verschieden sein, d. h. Dampf und Lösung müssen im Gleichgewicht stets die gleiche Temperatur aufweisen.[3])

Allgemein sei noch darauf hingewiesen, daß die Behauptung Herrn Schrebers die Grundlage aller Temperaturmessungen umstößt, nämlich den Satz, daß alle Teile eines im Gleichgewicht befindlichen Systems gleiche Temperaturen aufweisen müssen. Wird dieser Grundsatz für die Grenzfläche Lösung — Dampf durchbrochen, so kann er mit gleichem Recht für andere Phasengrenzflächen angezweifelt werden. So müßte man wohl nach Herrn Schrebers Ansicht dem aus einer wäßrigen Lösung von Kohlendioxyd unter 1 at bei Zimmertemperatur entweichenden Gas eine Temperatur von 78,4°, d. i. der Siedetemperatur von CO_2, zuschreiben.

[1]) Bezüglich der experimentellen Widerlegung dieser Behauptung sei auf die obige Veröffentlichung von Knoblauch und Reiher hin-gewiesen.

[2]) Der Wärmespeicher kann z. B. aus einer größeren Menge gesättigten Dampfes bestehen, der sich bei Wärmeentziehung verflüssigt. 1 kg Wasserdampf von 100° würde hierbei 0,85 PS leisten, während nach dem zweiten Hauptsatz bei 15° Kühlwassertemperatur im Höchstfall 0,195 PS gewonnen werden könnten.

[3]) Noch einfacher läßt sich dies folgendermaßen beweisen: In einer Metallschale siede eine Lösung, die z. B. von innen elektrisch geheizt wird. Die Dämpfe werden außen an der Schale vorbei geleitet. Hätte der Dampf eine niedrigere Temperatur als die Lösung, so müßte er bei Berührung mit der Schalenwand sich auf deren Temperatur erwärmen und somit der Lösung Wärme entziehen. Im Gleichgewicht muß der Dampf die gleiche Temperatur wie die Schalenwand aufweisen, und da diese wieder gleich der Temperatur der Lösung sein muß, so folgt, daß Lösung und Dampf gleiche Temperatur zeigen müssen.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß die von Herrn Schreber vertretene Anschauung, daß der mit einer Lösung im Gleichgewicht befindliche Dampf eine niedrigere Temperatur als diese aufweise, dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik widerspricht. Lösung und Dampf müssen im Gleichgewicht unbedingt gleiche Temperatur zeigen.

(Eingegangen am 20. Februar 1923.)

Die Temperatur des aus einer Lösung entstehenden Dampfes.

Antwort an die Herren Dr. Pollitzer, Prof. Knoblauch und Dr. Reiher.

Von K. Schreber.[1])

1. Herr Dr. Pollitzer übersieht in seiner Darstellung die Eigenschaften des osmotischen Druckes.

An jeder Wand, durch welche nur gewisse Stoffe hindurch können, während andere zurückgehalten werden, welche also unter den an sie herankommenden Stoffen in bezug auf die Durchlässigkeit eine Auswahl trifft, beobachtet man eine Größe, welche man als osmotischen Druck bezeichnet. Ob der Name die Erscheinung gut wiedergibt oder nicht, soll hier nicht untersucht werden. Wir nehmen den Namen als gegeben hin.

Man hat bisher als solche auswählend durchlässigen Häute nur künstlich hergestellte betrachtet: am bekanntesten sind die aus Ferrocyankupfer. Aber auch die freie Oberfläche einer Lösung, deren gelöster Stoff bei den vorkommenden Temperaturen keinen Dampfdruck hat, ist eine solche auswählend durchlässige Haut. Sie läßt wohl das Lösungsmittel hindurch nicht aber den gelösten Stoff. An ihr tritt somit ebenfalls der osmotische

[1]) Die Schriftleitung schließt mit dem Abdruck dieser Antwort des Herrn K. Schreber die Diskussion. Es steht jetzt Versuchsergebnis gegen Versuchsergebnis. Sollte man nicht die Physikalisch-Technische Reichsanstalt um ein Urteil darüber angehen, bei welchem der beiden Ergebnisse die Temperaturen falsch gemessen sind?



Druck auf, und dieser bedingt, daß man an der Oberfläche einen Sprung der Temperatur beobachtet, daß die Lösung heißer ist als der Dampf. Schaltet man durch Anwendung einer stoffundurchlässigen Haut den osmotischen Druck aus, so kann auch der Temperatursprung nicht aufrecht erhalten werden und man kann dann durch Ausnutzung des Temperaturunterschiedes aus der Wärme der Lösung Arbeit erhalten.

Sehr anschaulich ist meiner Ansicht nach dazu die folgende Anordnung:

In einem Raum, welcher nur den Dampf des Lösungsmittels enthält, stehen in zwei Schalen mit temperaturdichten Wandungen Lösung und Lösungsmittel, beide bei ihrem Siedepunkt unter dem vorhandenen Druck. Es wird dann im ganzen Raum überall derselbe Druck und im Dampfraum und dem Lösungsmittel auch dieselbe Temperatur vorhanden sein. In der Lösung herrscht aber eine wärmere Temperatur, so daß beim Durchgang durch die Oberfläche ein Temperatursprung zu beobachten ist, welcher vom vorhandenen osmotischen Druck, d. h. vom Reichtum der Lösung abhängig ist.

Verbinden wir beide Schalen durch ein Thermoelement miteinander, so schalten wir den osmotischen Druck aus, denn die Berührungsfläche von Thermoelement und Lösung ist stoffundurchlässig. Der osmotische Druck kann den Temperaturunterschied nicht aufrecht erhalten und dieser kann sich somit auswirken. Es wird durch die Drähte ein Wärmestrom fließen, welcher veranlaßt, daß aus dem Lösungsmittel, das ja schon Siedetemperatur hat, Dampf entsteht. Gleichzeitig verflüssigt sich nach dem Faradayschen, von Landsberger zu seinem Heizverfahren ausgebildeten Versuch Dampf in die sich durch die Wärmeabgabe abkühlende Lösung hinein. Diese Stoffbewegung vom Lösungsmittel zur Lösung nimmt die Erzeugungswärme des Dampfes mit sich, und so haben wir einen geschlossenen Wärmestrom durch das Thermoelement in der einen und durch den Dampfraum in der anderen Richtung.

Die Lösung wird durch den sich verflüssigenden Dampf verdünnt, vergrößert somit ihren Raumumfang und der osmotische Druck leistet über diese Raumzunahme hinweg Arbeit, welche durch das Thermoelement als elektrische Energie nach außen abgegeben wird.

Man kann also den Temperaturunterschied zwischen Lösung und Lösungsmittel, ohne in Widerspruch mit meiner Behauptung zu kommen, zu Arbeitszwecken ausnutzen; aber nur dadurch daß man stoffundurchlässige Häute benutzt, während an stoffauswählend durchlässigen Wänden der Temperaturunterschied aufrecht erhalten bleibt. Deshalb muß man beim Wiedereindampfen, wobei man die freie Oberfläche nicht umgehen kann, einen Temperaturunterschied haben, der ausreicht, die gegen den osmotischen Druck zu leistende Arbeit zu entwickeln.

Namentlich in der Fußanmerkung des Herrn Pollitzer sieht man den Einfluß des Unterschiedes zwischen stoffauswählenddurchlässigen und stoffundurchlässigen Wänden. Warum soll ein Dampf von der Temperatur T_2, welcher an der Metallschale von der Temperatur $T_1 > T_2$ vorbeistreicht, von dieser nicht Wärme aufnehmen? Daß die Lösung, aus der er entstanden ist, sich in der Schale befindet, hat damit garnichts zu tun. Beim Entstehen ging der Dampf durch eine stoffauswählenddurchlässige Wand hindurch, jetzt berührt er eine stoffundurchlässige Wand. Bei der ersteren hat seine Verdampfungswärme gegen den osmotischen Druck Arbeit geleistet, bei der letzteren ist von osmotischen Druck keine Rede.

2. Die Versuchsanordnung der Herren Prof. Knoblauch und Dr. Reiher scheint der meinigen vollständig gleich zu sein: der Ölmantel entspricht dem durch den Heizgasmantel geheizten Dampfmantel. Für Tropfenabscheidung ist gesorgt. Wenn nicht die Herren Knoblauch und Reiher ausdrücklich sagten, daß sie das Thermoelement nach dem Versuch auf Reinheit chemisch untersucht hätten, so würde ich gegen diese einfache Prallscheibe Bedenken erhoben haben, denn es entstehen beim einfachen Verdampfen sehr viel so kleiner Tröpfchen, daß ihre Reibung am Dampf größer ist als ihre Trägheit, und diese werden vom Dampf um alle Ecken mit herumgerissen. Ich wählte Netze, um diesen kleinen Tröpfchen mehr Gelegenheit zur Berührung mit festen Gegenständen zu geben.

Der Unterschied gegen meine Anordnung liegt in dem als Strahlungsschutz bezeichneten Neusilberzylinder S. In dem ihn umgebenden Ringraum ist Luft abgesperrt, wie in dem durch Dampf geheizten Luftmantel Rudbergs. Diese Luft bleibt dauernd abgesperrt und wird durch den Ölmantel bis auf dessen Temperatur geheizt. Das Rohr S ist also in Wirklichkeit die Begrenzung des Dampfraumes gegen den mit ruhender Luft gefüllten Heizmantel und seine innere Oberfläche strahlt dem Thermometer die Temperatur des Mantels zu.

Es ist deshalb nicht zu verwundern, daß Knoblauch und Reiher ebenso wie Sakurai[1]) an dem im Dampfraum befindlichen Thermometer die Temperatur des Wärmeschutzbades wieder finden.

Beide Versuchsanordnungen haben das Gemeinsame, daß die Temperatur des Bades und der Lösung aufeinander eingestellt werden. Bei Sakurai, der die Temperatur des Bades schlecht verändern kann, wird der Siedepunkt der Lösung

[1]) Sakurai, J. Chem. Soc. **61** (1892), S. 495.

durch Zuführen von Lösungsmittel geändert; Knoblauch und Reiher ändern durch passendes Einstellen des Heizstromes die Temperatur des Mantels, bis die der Lösung erreicht ist. Bei mir wird der Wärmeschutzmantel geheizt, bis seine Temperatur heißer ist als die der Lösung, auf das wie viel kommt es dann nicht mehr an.

Die Versuchsanordnung der Herren Knoblauch und Reiher ist also nicht einwandfrei und deshalb können die Ergebnisse die strittige Frage nicht entscheiden.

3. Gegen meine Versuche hat Herr Altenkirch[1]) den von Regnault gegen seine eigenen Versuche erhobenen Einwand weiter aufrecht erhalten, obgleich ich ihn schon als unwahrscheinlich nachgewiesen hatte. Ich habe aber jetzt meine Versuchsanordnung in dieser Richtung weiter ausgebildet: Über den aus dem Dampfraum herausragenden Schaft des Thermometers steckte ich ein durch einen durchbohrten Stopfen geschlossenes Glasrohr, füllte es bis über den Knopf des Thermometers mit Petroleum und heizte dieses elektrisch bis auf Temperaturen, welcher wie die des Heizmantels heißer waren als die siedende Lösung. Das Dampfthermometer zeigte weiterhin 100°.[2])

Da das der einzige Einwand ist, den man meiner Versuchsanordnung gemacht hat, darf ich wohl behaupten: durch einwandfreie Versuche ist nachgewiesen, daß der aus einer Lösung entstehende Dampf gesättigt ist.

[1]) Altenkirch, Zeitschr. d. ges. Kälteindustrie 1923, S. 43.

[2]) Schreber, Chem. Apparatur 1923.

(Eingegangen am 19. Oktober 1923.)

Fortschritte russischer Funkentechnik 1918—1922.

Von Ingenieur Bashenoff, Schriftführer des Vereins russischer Radio-Ingenieure „Rori".

1. Durch die Blockade des Auslandes waren die russischen Radio-Ingenieure fast vollständig von der Außenwelt abgeschlossen. Nur sehr selten konnten sie, durch aufgenommene Radiogramme oder durch eine zufällige Nummer einer technischen Zeitschrift, von den Fortschritten der Funkentechnik im Ausland erfahren. Daher mußten sie bis 1921 in der Wissenschaft ihrer technischen Arbeiten das ganze Maximum von schöpferischer Wirksamkeit bei theoretischen und experimentellen Untersuchungen anwenden, das überhaupt bei der allgemeinen Lage Rußlands aufgebracht werden konnte.

Es soll hier von den Leistungen berichtet werden, die auf dem Gebiet der Radiotechnik selbständig von russischen Gelehrten und Ingenieuren in der Zeit von 1918—1922 gebracht wurden. Das meiste Material dieses Artikels stammt aus Sitzungsprotokollen des Vereins russischer Radio-Ingenieure (Rori) und aus Berichten des russischen Komitets für Erfindungswesen. In dieser Arbeit ist alles weggelassen, was auf dem Gebiet der Militärfunkentechnik geleistet worden ist. — In Rußland sind alle Gelehrten und Ingenieure, die auf dem Gebiete der Radiotechnik arbeiten, in einer privatlichen wissenschaftlich-technischen Gesellschaft zusammengeschlossen (Rori), die am 31. März 1918 von 34 Gelehrten und Ingenieuren gegründet wurde. Diese Gesellschaft zählt jetzt ungefähr 200 Mitglieder. Sie hat ihren Sitz in Moskau und Zweigniederlassungen in den Städten: Petersburg, Nischnij-Nowgorod, Kiew und Odessa. Als Tochtergesellschaft ist der „Rori" die Turkestansche Radiotechnische Gesellschaft „Turkradio" angeschlossen. Vorsitzender der „Rori" (seit 1919) ist Professor der Moskauer Technischen Hochschule M. W. Schuleikin, Sekretär seit 1919 der Verfasser. Über die einzelnen Arbeiten der Mitglieder der Gesellschaft wird im folgenden berichtet; charakteristisch für die Arbeit der Gesellschaft insgesamt sind die wissenschaftlich-technischen Sitzungen, die in Moskau und Petersburg wöchentlich stattfinden. — Die Radio-Laboratorien Rußlands sind zur besseren Koordination der gesamten wissenschaftlich-technischen Arbeit in ein behördliches Organ zusammengeschlossen, das der wissenschaftlich-technischen Abteilung des Obersten Volkswirtschaftsrats Rußlands angehört und „Radio-Assoziation" heißt. „Rori" ist als einzelnes Glied der „Radio-Assoziation" angeschlossen. Es bestand also schon seit Juni 1921 in Rußland ein Organ, das im Maßstabe unseres Landes fast dieselbe Aufgabe hatte wie die U. R. S. I. (Union Radiotechnique scientifique Internationale); Präsident der Radio-Assoziation ist Professor A. A. Petrowski, Petersburg, Vize-Präsident Professor M. W. Schuleikin, Moskau, und Ehrenschriftführer der Verfasser, Moskau.

2. Man kann wohl mit Recht sagen, daß das Elektronenrelais im letzten Jahre das bevorzugte Forschungsobjekt für die ausländische Radiotechnik geworden ist; bei uns erschien es 1917 als wunderbares Vorbild in Form der 3-Elektronen-Lampen französischer Verstärker und hat die nicht geringe Aufmerksamkeit der russischen Radio-Ingenieure auf sich gezogen. Ingenieur M. A. Bontsch-Bruewitsch war der erste, der in Rußland die Organisation der Herstellung dieser Lampen zum Gebrauch als Empfänger und Verstärker für Feld-, Militär- und Groß-Radio-Stationen unternahm, und zwar schon 1917 in den Werkstätten der Radio-Station Twer, wo er damals tätig war. Nach der Gründung der Radio-Laboratorien in Nischnij-Nowgorod vom Volkskommissariat für Post und

Telegraph übersiedelte Bontsch-Bruewitsch nach dort und beschäftigte sich mit der Massenfabrikation von Kathodenrelais (Typ P. R. I. Relais für Empfänger- und Verstärkerzwecke). Diesen Typ hat Bontsch-Bruewitsch einer ganzen Reihe konstruktiver Verbesserungen unterworfen, die in Rußland patentiert sind; z. B. federnde Aufhänge-Vorrichtungen zur Verhütung von Erschütterungen der Lampe; Gitter mit 2 Herausführungen, mit deren Hilfe beim Auspumpen die Gitter zum Glühen gebracht werden. Interessant ist die wissenschaftlich-technische Arbeit dieses Ingenieurs neben der großen konstruktiven Arbeit zur Schaffung dieses Typs von Lampen (siehe russische Zeitschrift „Radio-Technik" Nr. 7, August 1919). Als uns im Jahre 1921 die theoretischen Überlegungen auf demselben Gebiet von deutschen und englischen Gelehrten bekannt wurden, sah man, daß sie im Grundgedanken sehr gut übereinstimmten mit den Betrachtungen, die Bontsch-Bruewitsch schon 1919 angestellt hatte; aber er hat seine Überlegungen von einem ganz andern Standpunkt ausgeführt (siehe „Theorie des Triod" von Ingenieur B.-B., russische Zeitschrift „Telegraphie und Telephonie ohne Draht" Nr. 10, 1921). Die ersten Muster solcher Lampen kamen 1919 auf russischen Radio-Stationen in Betrieb, nnd bis 1922 waren die Werkstätten der Radio-Laboratorien in Nischnij-Nowgorod fast der einzige Lieferant von Empfänger-Kathodenrelais für den Gebrauch in allen russischen Empfangsstationen. Ende 1921 hat Professor M. M. Bogoslowski in seiner Werkstatt beim ersten Polytechnischen Institut in Petersburg die Massenfabrikation von Kathodenröhren organisiert. Als Muster benutzte er hauptsächlich französische Lampen mit kleinen Konstruktionsveränderungen. Professor Tschernischoff organisiert auch bei seinen Laboratorien im ersten Polytechnischen Institut in Petersburg die Massenfabrikation von Kathodenröhren anderer Typen. — Auch die staatlichen Werkstätten von Odessa lieferten Anfang 1922 Verstärker-Lampen eigener Konstruktion.

Auf dem Gebiet der Fabrikation von Senderröhren für große Leistungen verdienen die Arbeiten von Ingenieur Bontsch-Bruewitsch und Professor A. A. Tschernischoff Beachtung. Der erste hat im Laboratorium von Nischnij-Nowgorod bei Senderröhren für große Leistungen Anoden mit Wasserkühlung angewendet, die folgende originelle Konstruktion haben: sie sind aus einem Kupferrohr hergestellt, an das unter einem Winkel von 90^0 4 Kontaktbacken gelötet sind; diese bilden Kammern. Zu jeder Kammer ist ein Glühfaden sowie ein Gitter an einem Glasstab befestigt. Solche Vorrichtung ermöglicht gute Kühlung der Anode und erhöht die Leistung, die man durch das Relais schicken darf. Solche Relais großer Leistung sind von Ingenieur Bontsch-Bruewitsch bei der Radio-Telephonie-Station in Moskau angewendet worden und haben sehr gute Resultate ergeben. Er hat am Ende 1922 2-Kilowatt-Senderöhren der neuen Konstruktion ohne Wasserkühlung gemacht. Professor A. A. Tschernischoff hat im Radio-Laboratorium des Polytechnischen Instituts in Petersburg schon 1918 mit der Fabrikation von Senderröhren großer Leistung und Gleichrichtern begonnen, bei denen zwecks Heizung der Glühkathoden vorher eine Entladung zwischen Hilfskathode und Hauptkathode bei einer bestimmten konstanten Spannung zustande gebracht wird. Anode und Gitter werden wassergekühlt. Die Anode ist aus einem Platingefäß hergestellt, das auf einem Glasrohr sitzt. Im Glasrohr befindet sich Wasser in beständiger Zirkulierung. Diese Wasserzirkulierung berührt die Stellen größter Wärmeentwicklung. Bei genügend geringer Stärke der metallischen Wand wird eine gute Kühlung bewirkt und die Möglichkeit gegeben, die Leistung der Senderröhren zu erhöhen. Im Anfang seiner Forschungsarbeiten mußte der Erfinder eine große Anzahl technischer Schwierigkeiten überwinden, was viel Zeit in Anspruch genommen hat. Die Hauptsache war, ein großes Vakuum zu erhalten (10^{-6}—10^{-8} mm). Erst 1921 hat man durch verschiedene konstruktive Hilfsmittel dieses Vakuum erreicht. Von diesen Hilfsmitteln verdient besondere Aufmerksamkeit ein neuer Typ einer Quecksilber-Kondensationspumpe, System A. A. Tschernischoff und J. R. Schmidt. Das Charakteristische dieser Pumpe ist die Kondensation des Quecksilberdampfes an einer mit Wasserkühlung versehenen metallischen Wand, die mit den anderen Glasteilen der Pumpe durch einen Platinzylinder von geringer Wandstärke verbunden wird.

Das beste Resultat der Anwendung von Kathodenröhren kleiner und großer Leistung in Rußland bieten 2 Typen von Sendern für Radiotelephonie, von denen der eine von A. T. Ugloff erfunden wurde, der andere von dem früher erwähnten Ingenieur Bontsch-Bruewitsch. A. T. Ugloff hat seine Schaltung praktisch durchgearbeitet, das zuerst im Militär-Radio-Technischen Laboratorium Anwendung fand und dessen Resultat in der Sitzung der „Rori" am 8. Februar 1919 veröffentlicht worden ist. Der Erfinder hatte sich zum Ziel gesetzt, ohne Verwendung eines Mikrophons von großer Leistung einen Sprechstrom hoher Frequenz hervorzurufen. Er hat dieses Ziel erreicht durch Verwendung einer kaskadenförmigen Verstärkervorrichtung, die von Stufe zu Stufe den schwachen Sprechstrom hoher Frequenz verstärkt, der im ersten Schwingungskreis mit angeschlossenem Mikrophon zustande kommt. Das Charakteristische an dieser Verstärkervorrichtung ist, daß sie sehr empfindlich ist bei Veränderung des Mikrophonwiderstandes, wobei diese Empfindlichkeit von der

Rückwirkung der Antenne auf das Mikrophon abhängt. Zur Verfügung standen dem Erfinder nur Kathodenröhren kleiner Leistung französischer Fabrikation, bestimmt für Verstärker- und Empfängerzwecke. Zur Erhöhung der Gesamtleistung in der Antenne vergrößerte er die Anzahl der Kaskaden; in jeder Kaskade konnte man die Anzahl der Röhren im Vergleich zur vorhergehenden 8—10 mal vervielfachen. Fadenspannung 6 Volt, Anodenspannung 300—320 Volt. In den meisten Fällen verwendete der Erfinder in der ersten Kaskade 3 Lampen, in der zweiten 12 und in der dritten 84. Versuche über Radio-Telephonie nach diesem System, die im Juli 1920 zwischen dem Wolgadampfer „Radishteff" und der Radio-Station des zweiten Depots in Kasan stattfanden, haben folgendes gezeigt: Gegenseitige ständige Verbindung zwischen dem Dampfer und der Funkenstelle in Kasan bestand über dem Gesamtweg zwischen Kasan-Zarizen. Von diesem Endpunkt war die radiotelephonische Verbindung nur einseitig. Die Funkenstelle in Kasan hat die Sprache vom Dampfer nicht gehört, dagegen wurde vom Dampfer alles in Kasan vernommen bis zum Endpunkt bei Astrachan, 1100 km gradlinig von Kasan entfernt. Darauf arbeitete man anstelle von Radiotelephonie mit ungedämpften Telegraphiewellen, wobei Kasan sehr gut aufnahm. Dieselbe Schaltung mit 35 französischen Kathodenröhren ermöglichte die vollständige Aufnahme in Kasan bei 6facher Verstärkung (Modell I, Konstruktion von A. W. Dikareff); bei kleiner Antennenhöhe des Dampfers wurde eine Reichweite bis zu 500 km erzielt. Noch bessere Resultate bekam man mit der Radiotelephonie-Einrichtung auf dem Dampfer „Dekabrist" 1921.

A. T. Ugloff vom Militär-Radio-Technischen Laboratorium hat 1918 die Empfangs-Funkenstelle in einen fahrenden Zug verlegt; 1920 hatte er gute Erfolge im Senden vom fahrenden Zug. Einer der Mitarbeiter des Herrn Ugloff: J. W. Witkewitsch konstruierte nach derselben Schaltung ein Radiotelephon für Flugzeuge und erzielte bei Proben gute Resultate. — Auf ganz anderem Wege gelangte Ingenieur Bontsch-Bruewitsch zu einer radiotelephonischen Station von großer Leistung. Für seine Schaltung gebrauchte er Kathodenröhren großer Leistung nach oben beschriebener Konstruktion; bei Versuchsende 1920 wurde damit die Rekordreichweite erzielt. Eines seiner Relais wurde mit kleinerer Anodenspannung benutzt zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen. Diese modulierte man durch ein zweites, dem ersten parallel angeschlossenes Relais. Die modulierten Schwingungen wurden mit noch einem Relais verstärkt und dann auf die Gitter von 6 parallel geschalteten Röhren übertragen, die der Antenne den Strom zuführten. Maximale Stromstärke der Antenne bei 3000 Volt Anodenspannung betrug 30 Ampere. Diese Ziffer (die Radiotelephonie-Einrichtung benutzte die Antenne der alten Moskauer Funkenstelle M. S. K.-Höhe 120 m) gibt eine Leistung von 5 Kilowatt. Es wurde eine sehr große Reichweite erzielt. Die entferntesten Stationen, die die Sprache durch einen 3fachen Gitterfrequenzverstärker französischer Herkunft aufnahmen, waren Irkutsk (4600 km), Tschita (4700 km) und, durch einen Detektorenempfänger, Obdorsk (2000 km). Diese Gespräche wurden mit sehr guter Lautstärke in Kristiania und Berlin aufgenommen. Im letzten Falle war es Dr. A. Esau, der in Geltow auf einer kleinen Rahmenantenne Moskaus Radiotelephonieversuche aufnahm. Vom August 1921 schlug der Erfinder eine neue Schaltung für den radiotelephonischen Modulator vor (siehe Zeitschrift „Telegraphie und Telephonie ohne Draht", Nr. 10). Diese Schaltung kann auf beliebige Einrichtungen angewandt werden, in denen eine Kathodenröhre als Modulator dienen soll. Sie ermöglicht eine beliebige Vergrößerung der Empfindlichkeit des Modulators bei großer Lautstärke mit voller Garantie gegen alle Störungen. Bei diesem Modulator ist ein Mikrophon durch einen Transformator in den Gitterkreis einer einfachen Empfangsröhre eingeschaltet. In dieser Schaltung überschreiten bei den größten Schwankungen der Potentiale (von den größten negativen bis zu größten positiven Werten) die Potentialänderungen beim Gitter der zweiten Röhre einen vorgeschriebenen Wert nicht, wenn auch dieser Wert schon fast erreicht ist bei schwachen Widerstandsänderungen der Mikrophone. Im September 1922 war von Ingen. Bontsch-Bruewitsch, Ostrjakoff und Grawwatschikoff die erste russische Broadiestingstation in Moskau gebaut. Sie hat die Masten von 150 m Höhe, Antennenwiderstand — 5,5 Ω, Antennenleistung etwa 5 Kilowatt.

Eine nächste große Arbeit auf dem Gebiet von Kathodenröhren war ein Kathodenoszillograph für höhere Frequenzen, ausgearbeitet von Prof. A. A. Tschernischoff und J. R. Schmidt. In ihrem Oszillographen, wie in der Braunschen Röhre, arbeitet man mit Kathodenstrahlbündeln, die unter dem Einfluß elektrischer und magnetischer Felder stehen. Der Unterschied zwischen der Braunschen Röhre und dem Oszillographen besteht in folgendem: Bei der Braunschen Röhre fällt das Kathodenstrahlbündel auf einen phosphoreszierenden Schirm, beim Oszillographen im richtigen Augenblick auf eine photographische Platte, die in ihm angebracht ist, und deren lichtempfindliche Schicht auf diese Weise so beeinflußt wird. Für deutliche Aufnahmen von Stromoszillogrammen mit einer Frequenz von einer Million Schwingungen pro Sekunde muß man eine

Spannung von 60000 Volt haben, was ein sehr hohes Vakuum im Oszillographen nötig macht. Dieses kann man durch 3 Langmür-Pumpen, parallel geschaltet, erreichen. In diesem Oszillographen benutzt man zur Erzeugung einer sehr hohen Gleichstromspannung Kathodenröhren in Kenotron-Schaltung.

L. S. Termen hat mit Hilfe von Kathodenröhren ein musikalisches Gerät eingebaut, das, abhängig von Dissonanzwerten zweier scharf abgestimmter Systeme, einen Ton von der einen oder der anderen Höhe gibt. Mit diesem Instrument hat der Erfinder in Moskau und Petersburg Konzerte mit großem Erfolg veranstaltet. Ingenieur Guroff hat in den Petersburger Radiowerken des Marine-Kommissariats ein musikalisches Gerät nach einem ähnlichen Prinzip eingebaut. — S. M. Rjewkin und B. A. Wwedenski vom Militär-Radiolaboratorium haben die Erscheinungen bei unterbrechender Einsetzung von Schwingungen untersucht und einen Kathodengenerator gebaut nach einem Prinzip, das der erste der genannten Autoren schon Anfang 1920 auf Gitter einer gewöhnlichen Kathodenröhre angewandt hat: durch Einschalten eines Kondensators in den Gitterkreis, wobei ein großer Widerstand durch Nebenschluß zum Kondensator gelegt wird. Es wurde eine ständige Regelmäßigkeit der Schwingungen, die in einzelne Gruppen eingeteilt waren, beobachtet. Zwischen diesen Gruppen lagen größere oder kleinere Pausen. Dieser Apparat hat die Anwendung gefunden bei Messungen von Kapazitäten und großen Widerständen und kann auch als Wellenmesser auf Radiostationen und zur Untersuchung anderer physikalischer Erscheinungen, z. B. von Photoeffekten, dienen. — Im Laboratorium des Trust für Schwachstrom hat Ingenieur A. A. Grigoriewa eine große Arbeit zur Erforschung eines Kathodengenerators mit Selbsterregung, sowie über Verstärker mit mehreren Lampenwiderständen und Doppelgitterröhren geliefert. S. N. Rjewkin, N. N. Lutzenko und G. A. Wwedenski haben 1921 im Militär-Radiotechnischen Laboratorium ein neues System zur Speisung von Anode und Faden von Kathodenröhren mit dreiphasigem Drehstrom ausgearbeitet. In diesem System diente die Senderröhre zur selben Zeit als Gleichrichter für hohe Spannungen. A. L. Mintz hat einen neuen Typ von Kathodenelektrometer für Draht- und Radiotelephonie ausgearbeitet.

Durch die vielfache Anwendung von Kathodenröhren größter Leistung ist die Forderung entstanden, Gleichrichter für sehr große Spannungen und hohe Leistungen zu bauen. Diese Aufgabe wurde von zwei Seiten gelöst: Ing. W. P. Wologdin hat eine Konstruktion für sehr leistungsfähige Quecksilbergleichrichter gegeben. Von anderer Seite hat im Herbst 1919 im Radio-Laboratorium von Nishnj-Nowgorod Ing. M. A. Bontsch-Bruewitsch eine neue Konstruktion und Berechnung für Glühkathodengleichrichter (Kenotron) für Gleichstrom angegeben für Spannungen von 6000 bis 15000 Volt und bis 0,5 Ampere und höher.

3. Auf dem Gebiet von Hochfrequenzmaschinen hat Rußland folgende Fortschritte gemacht. Eine Hochfrequenzmaschine (E. T. Z. 1922) System Ing. W. P. Wologdin ist eine Maschine des unipolaren Systems wie z. B. die von Alexandersen, Graf Arco und anderen. Die erste Konstruktion hat Ing. W. P. Wologdin schon 1912 angegeben. Er stellt den Rotor seiner Maschine aus Reihen von Scheiben gleichen Widerstandes her und bringt am Stator eine Wasserkühlung an. Nach dem System von Wologdin ist in Rußland eine ganze Anzahl von kleinen Maschinen gebaut; jetzt wurde eine große Maschine von 50 Kilowatt 20000 Per/Sec.-Leistung beendet, mit der der Konstrukteur im Mai 1922 gute Resultate erzielte. In seinem Laboratorium ist augenblicklich eine Maschine von 150 Kilowatt in Arbeit. Es ist beachtenswert, daß es dem Verfasser gelungen ist, das notwendige Hochfrequenzeis von 0,05 bis 0,03 Blechstärke in den Uralwerken zu bekommen. Maschinen solcher Typs werden in Zukunft auf verschiedenen russischen Großstationen angewendet.

Das Prinzip der Wirkung einer Hochfrequenzmaschine, System S. M. Eisenstein, beruht auf teilweiser Ausnützung der Statorperipherie durch stärkere Verzerrung der Kurvenform der elektromagnetischen Kraft. Wenn weiter in ein und demselben Kreis verschiedene elektromagnetische Kräfte nichtsinusiodal in Reihen unter dem Winkel von 120^0 (gewöhnlich Dreiphasendrehstrom) bestehen, werden alle Komponenten mit Ausnahme der dritten harmonischen verschwinden. Bei einer besonderen Anordnung der Statorwicklung kann man die Frequenz noch auf das $1^1/_2$ fache erhöhen. Dies ermöglicht den Bau eines Alternators, der bei geringer Umlaufsgeschwindigkeit die für die Antenne gewünschte Frequenz erzielt.

Prof. M. W. Schuleikin hat einen Typ von statischem Frequenz-Transformator geschaffen, den er „Harmonischer Resonnanz-Transformator" benannte. Ein solcher Transformator wurde in den Radiowerken des Marine-Kommissariats gebaut und praktisch erprobt. — Ing. Wologdin hat die Konstruktion für einen statischen Frequenz-Transformator angegeben, der in einfacher Form aus zwei in Reihe geschalteten Selbstinduktionen besteht, einer unveränderlichen und einer veränderlichen, und einer in Serie zu ihnen geschalteten Kapazität.

4. Der Poulsen-Lichtbogengenerator hat in Rußland für die Funkentelegraphie in den letzten 4 Jahren sehr große Verbreitung gefunden. Der Moskauer Trust für Schwachstrom hat eine große



Menge solcher Umformer unter Leitung des Ingenieurs Eisenstein gebaut. Hier muß man sagen, daß bei diesem Typ die Hauptkonstruktionsteile fast dieselben sind, die man 1918 in Rußland an ausländischen Fabriken hatte. 1919 wurde in Moskau (Shabolowka) eine Großstation mit Poulsen-Umformer 100 Kilowatt Primärleistung gebaut, die mit den Großfunkenstellen in Rom, England und anderen direkt arbeiten konnte. Masten auf dieser Funkenstelle sind zwei Holzmasten aus vier Bäumen in horizontalem Querschnitt von 150 m Höhe. Der dritte Mast der Funkenstelle Shabolowka ist ein Metallgittermast von 150 m Höhe, freistehend nach einer sehr originellen Konstruktion des russischen Ingenieurs Schustow.

Prof. A. A. Tschernischoff hat einen neuen Typ von Lichtbogengenerator ausgearbeitet mit einer speziellen Vorrichtung zur Automatisierung seiner Arbeit, aber gleichzeitig den Belegschaften die Möglichkeit gegeben, schnelle und nötige Korrektiven vorzunehmen. In der Radioabteilung des staatlichen experimentell-elektrotechnischen Instituts hat Ingenieur S. J. Turligin, Projekt und Modell eines Dampf- und Gasstrahlgenerators ohne Magnetgebläsen entworfen: er hat auch Magnetleitungen aus pulverförmigen Eisen hergestellt und damit gute Resultate erzielt.

5. Von Typen für allgemeine Empfangsantennen haben in Rußland außer den offenen auch Rahmenantennen Verbreitung gefunden (war von Ingenieur S. Eisenstein schon im Dezember 1914 gezeigt) und für spezielle Empfangsantennen geschlossene Antennen nach dem Verfahren des Verfassers (eingeführt Frühling 1915). Dieses Verfahren fand in Rußland bis 1921 häufig Anwendung, aber nur beim einseitig gerichteten Empfang. Im Dezember 1920 wurde es praktisch durchgeführt auf der Zentralempfangsstation Lübertzy, nahe Moskau. Die Antennen dieser Zentralempfangsstelle sind nach dem Verfahren des Verfassers für mehrmaligen Duplex-Empfang eingerichtet. Wie die ersten Versuche gezeigt haben, ist keine Störung beim Empfang eingetreten, wenn gleichzeitig die großen Sender der Moskauer Funkenstellen M. S. K. (Hodijnka) und M. S. P. (Schabolowka) mit ganzer Leistung arbeiteten. Versuche auf dieser Station im Juli 1921 haben gezeigt, daß man bei einem Mast von 60 m Höhe guten Empfang gleichzeitig von Paris, England, Nauen, Rom, Taschkent erhielt und daß die Arbeit von großen Sendern in 20—25 km Entfernung keine großen Störungen hervorrufen konnte. Also sind die Möglichkeiten des drahtlosen Verkehrs vom Moskauer Hauptfunkentelegraphenamt 6—7 mal gestiegen (durch die gleichzeitigen Aufnahmen von 5 Korrespondenzen bei gleichzeitigem Senden von den beiden Moskauer Großsendestationen). Außer der qualitativen Verbesserung des drahtlosen Verkehrs hat das Verfahren des Verfassers auch eine große quantitative Verbesserung des Empfangs durch Beseitigung atmosphärischer Störungen bewirkt. Bei Abnahmeversuchen dieser Funkenstation (2. Juli 1921) konnte man Empfang vornehmen in derselben Stunde, zu welcher auf der 15 km entfernten Großstation S. O. K. die Empfangsantenne (offener Typ mit Mast 120 m hoch) wegen Gewitters auf eine Stunde ausgeschaltet war. Im Aufnahmebuch dieser Großstation wurde von Telegraphisten aufgezeichnet, daß man große atmosphärische Störungen beobachtet hatte, die in Lübetzy überhaupt nicht bemerkt worden waren.

Professor A. A. Petrowski hat ein dreifaches Visierverfahren zur Vorbestimmung einer beweglichen Funkenstation mit Hilfe eines Systems von Empfangsrahmen angegeben. Dieses System kann angewendet werden zur Ortsbestimmung von Flugzeugen während des Fluges.

Prof. M. W. Schuleikin und A. L. Mintz haben nach einem von Prof. Schuleikin vorgelegten Verfahren einen Rechenhalbkreis konstruiert, der die Berechnung aller Antennenkomponenten erleichtert. So kann man durch ein paar Bewegungen des Rechenschiebers mit genügender Genauigkeit für Antennen allgemeiner Form die Werte angeben für die wirksame Höhe, Wellenwiderstand, ebenso die Werte von Selbstinduktion und Kapazität, die bei gegebener Wellenlänge eingeschaltet werden müssen.

Auf dem Gebiet von Sendeantennen haben im Dezember 1921 Prof. M. W. Schuleikin und J. G. Kliatzkin einen wertvollen Vorschlag gemacht. Sie haben das Antennensystem von Alexandersohn verbessert. Bei Ausnutzung nur eines Mastes bekommt man (theoretisch) denselben oder vielleicht noch großeren Reichweiteeffekt, als beim System Alexandersohn mit vielen Masten.

Der Verfasser und Ingenieur J. F. Plebanski haben im Juli 1918 eine Patentanmeldung für das Verfahren von gerichteten Sendern mit geschlossenen Antennen eingereicht. Versuche im Herbst desselben Jahres haben gezeigt, daß man Funkentelegramme von Ribinsk nach Sergiew-Posad in 200 km Reichweite von Moskau aufnehmen konnte und diese Signale auf der Funkenstelle Jaroslawl, 80 km von Ribinsk, nicht hörte.

Ingenieur K. S. Tschetirkin hat schon im März 1919 den Vorschlag gemacht, eine Radiobetriebszentrale einzurichten. Nach dem Projekt des Verfassers mußten Sendetasten und Empfangsfernhörer in einem Zentralraum untergebracht werden, von dem man mit Hilfe von Verstärkern und Drahtleitungen Sender steuern und empfangene Signale niederschreiben konnte. Solche Einrichtung hat große Vorteile für die Zentralisierung der gesamten Arbeit der verschiedenen Empfangs- und Sendestationen, was zur Vergrößerung des draht-

losen Verkehrs beitragen kann. Die Versuche auf der Funkenstelle Lübertzi haben gezeigt, daß man mit einer geringen Abschwächung der Lautstärke auf eine Entfernung 25 km von der Station bis zum Haupttelegraphenamt in Moskau übertragen konnte, wo Telegraphisten die aufgenommenen Signale niederschrieben.

6. A. B. Dikarew und A. T. Ugloff haben im Kazan verschiedene neue Typen von sechsfachen Verstärkern und Überlagern ausgearbeitet und eine Massenfabrikation dieser Apparate vorgenommen, die auf russischen Funkenstellen große Verbreitung gefunden haben.

Im Juni 1921 wurde von Herrn Ugloff ein mehrfacher Verstärker benutzt zur Verstärkung eines auf eine Drahtleitung übertragenen Sprechstromes. Ein solches lautsprechendes Telephon hat man mit großem Erfolg auf den Plätzen Moskaus für Propagandazwecke benutzt.

Ingenieur R. W. Lwowitsch hat in den Radiowerken von Odessa einen selbstanzeigenden Wellenmesser, einen Empfänger mit unveränderlicher Kapazität und veränderlicher Selbstinduktion (Variometer) und manche andere Apparate ausgearbeitet. Herr Mintz hat vorgeschlagen, in Notfällen einen Empfang auf einer offenen Sendeantenne vorzunehmen.

Ingenieure des staatlichen experimentell-elektrotechnischen Instituts zu Moskau haben nach Ideen des Verfassers einen das Dämpfungsdekrement empfangener elektromagnetischer Wellen anzeigenden Apparat in zwei Varianten konstruiert. Erster Typ: ein Doppelrahmen ohne Parallelohm, zweitens: ein einfacher Rahmen mit Parallelohm.

Prof. Petrowski, Prof. W. F. Mitkewitsch, P. P. Schilowski und O. A. Pawlinow haben einen Typ von tönender Funkenstelle mit Abstimmung auf einen bestimmten musikalischen Ton (Resonanz niedriger Frequenz) mit einer neuen Art von optischem Empfang vorgeschlagen.

S. J. Trojanski hat verschiedene Versuche zur Erforschung von Widerständen in Antennen und Empfängern angestellt, ebenso zur Erforschung magnetischer Felder im Poulsen-Lichtbogen. Seine Arbeiten haben praktische Anwendung in der Berechnung großer Poulsen-Sender gefunden.

Ingenieur N. N. Ziklinski hat eine Meßbrücke für Kapazitäten vorgeschlagen. Die Neuheit seiner Erfindung besteht darin, daß zwei Schultern, mit deren Hilfe das ganze System ausbalanziert wird, auf Teilen eines gewöhnlichen doppelten Kondensators von veränderlicher Kapazität angebracht sind.

A. F. Schorin hat schon im Jahre 1918 eine Konstruktion von Radioapparaten angegeben zur Bestimmung geographischer Lagen mit Hilfe elektromagnetischer Wellen. Die Schaltung des Erfinders ist in einem kleinen Kasten untergebracht, in welchem sich noch ein Empfänger, Verstärker, Zwischenrelais und ein Chronograph mit 3 Federn befinden, der von einem kleinen Elektromotor getrieben wird. Mit Hilfe des Verfahrens von Ing. Schorin hat man 1918 bei einem gewöhnlichen dreifachen Verstärker die Zeitsignale von der Funkenstelle Nauen aufgenommen und mit Hilfe mehrfacher Verstärkung auch die Zeitsignale von anderen großen westeuropäischen und russischen Funkenstationen niedergeschrieben.

Auf dem Gebiet der Schnelltelegraphie fand in Rußland eine Erfindung von A. F. Schorin Verbreitung, die schon Ende 1917 gemacht war. In dieser Zeit wurden die Berichte der deutschen Presse von der Funkenstelle Nauen aus in den Räumen des Generalstabes in Petersburg mit einem gewöhnlichen Morseapparate niedergeschrieben in 30 km Entfernung von der Empfangsstation T. S. R., welche die Signale empfangen hatte. Anfang 1919 hat der Autor Versuche zwischen den Funkenstellen T. S. R. (Detzkoje Selo) und Moskau vorgenommen. In Moskau hat man außer der Arbeit von T. S. R. noch Arbeiten von Nauen und Paris mit einer Geschwindigkeit von 15 Foot (Wheatstone) pro Minute niedergeschrieben. Ganz ähnliche Versuche konnte man vorführen mit Hughesapparaten. Ende 1921 hat der Erfinder bis auf alle Details ein Verfahren für alle Apparate von Hughes, Wheatstone, Bodo, Siemens ausgearbeitet. Erfolgreiche Versuche wurden vom Erfinder zwischen Moskau und Nishni-Nowgorod vorgenommen.

7. W. N. Tejch hat schon 1919 in den Sitzungen des Vereins russischer Radioingenieure über Anwendung von Relais kleiner Leistung für Drahttelephonie und Telegraphie berichtet. A. T. Ugloff hat im 2. Militärdepot in Kasan Kathodenröhren zur Verstärkung von Drahttelephoniegesprächen verwendet, wie auch für mehrfache Telephonie bei Eisenleitungen auf eine Entfernung bis zu 600 km. Seit Ende 1920 sind in Rußland die Arbeiten auf dem Gebiete mehrfacher Telephonie auf Leitungen mit Hilfe von Kathodenröhren sehr vorgeschritten. Wie bekannt ist, benutzt man bei diesem Verfahren Leitungen zur Übertragung elektromagnetischer Wellen längs Eisen, dadurch ist die Möglichkeit gegeben, mehrere Gespräche auf einer Leitung zu führen. Bei den letzten Versuchen 1921 im Moskauer Radiolaboratorium des Schwachstromtrusts (Arbeit der Herren D. W. Schmakow und G. A. Kuprianow hat man gleichzeitige Gespräche auf einem zweiadrigen Kabel mit künstlicher Leitung gezeigt, die äquivalent war 250 km Freileitung, Durchmesser 4 mm. Es wurden sechs Gespräche in Hochfrequenz und zwei in Niederfrequenz geführt. Zur Ausschaltung von Störungen wurden von den Erfindern besondere elektrische Siebkreise angelegt, die Frequenzen bis 4500 durchließen, ohne die Gespräche zu

stören. Auf demselben Gebiet arbeitet Prof. W. J. Romanow, der für die gleichzeitige Übertragung mehrerer Gespräche nur akustische Frequenzen benutzt. Professor Tschernischoff hat ein Projekt für mehrfache Telephonie längs Hochspannungsleitung der Moskauer Kraftwerke ausgearbeitet, z. B. eine Verbindung zwischen den neugebauten Kraftwerken Kaschira und Moskau durch Hochspannungsleitungen herzustellen.

Viel Mühe und Erfindungskraft hat Prof. W. J. Kowalenkoff aufgewendet zur Benutzung von Kathodenröhren für Drahtleitungen. Auch hat er eine große Anzahl von Schaltungen für Telephonietranslation mit Hilfe von Empfangsröhren angegeben.

Ingenieur A. J. Kowalenkoff konstruierte im Jahre 1921 eine im Flug sich gut bewährende Funkenstation für drahtlose Telephonie von Aeroplanen. Die erste Lampeflugstation für diesen Zweck wurde konstruiert und ausprobiert von L. J. Sapelkoff in Odessa Aerodrom im Jahre 1917.

8. Im Gebiet der Radioteleskopie wurden in Rußland verschiedene Projekte ausgearbeitet, aber noch kein einziges bewies sich als praktisch durchführbar. Student der Technischen Hochschule in Moskau, A. M. Kokurin, hatte 1920 ein Patent für Radiophotographie angemeldet. Der Erfinder benutzte auf seiner Station zwei Antennen, von denen die eine zum Senden von Synchronismen bestimmt ist und die andere für das Bildsenden. Synchronismus bei leuchtenden Punkten auf Sende- und Empfangsstellen erzielt man durch Verteilungsmechanismen, die mit der zweiten Antenne verbunden sind. Diese arbeitet mit anderer Wellenlänge. Für denselben Zweck (Radioteleskopie) haben auch L. S. Termen und Prof. Kowalenkoff in Petersburg und Ing. Bontsch-Bruewitsch im Laboratorium von Nischni-Nowgorod provisorische Verfahren ausgearbeitet, welche in Laboratorien sich ganz gut bewähren.

Ingenieur G. A. Solotowski hat 1921 die ganzen Details eines Verfahrens angegeben, das Schiffen die Durchfahrt durch Meerengen mit Hilfe von Radiokabeln ermöglicht. Nach seinen Angaben wird ein Kabel auf den Boden des Fahrwassers gelegt und mit Wechselstrom gespeist; auf dem Schiff werden Radiopeiler mit Rahmen aufgestellt zur Orientierung.

In obigen gedrängten Ausführungen ist geschildert, was die russischen Radioingenieure in den letzten vier Jahren geleistet haben. Viele der oben erwähnten Arbeiten sind in den Zeitschriften: „Telegraphie und Telephonie ohne Draht" und „Radio-Technik" veröffentlicht worden, auf die für eine eingehendere Orientierung hingewiesen wird. Schon der Umstand, daß es seit 1917 ununterbrochen in Rußland zwei periodische Zeitschriften auf dem Gebiete der Funkentechnik gibt (eine wissenschaftliche und eine populäre), in einer Zeit, zu der alle technischen Zeitschriften wie „Elektritschestwo" u. a. nicht erschienen, kann beweisen, welch großes Interesse man für das Gebiet des Radiowesens in Rußland zeigte. Die Organisation und Leitung dieser Zeitschriften, herausgegeben in Nishni-Nowgorod, liegt in Händen des Professors W. K. Lebedinski. Seiner Tatkraft und Gewissenhaftigkeit, sowie seiner Liebe zum Gegenstand ist es zu verdanken, daß in diesen schweren fünf Jahren, die die russische Wissenschaft bei fast gänzlicher Isolierung von der ausländischen Welt durchgemacht hat, eine ständige Zeitschrift zur Information aller russischer Radioingenieure erscheinen konnte.

(Eingegangen am 10. Januar 1923.)

Besprechungen.

Communications from the physical Laboratory of the University of Leiden by H. Kamerlingh Onnes.

Nr. 154. a) C. A. Crommelin, J. Palacios Martinez and H. Kamerlingh Onnes. Isothermals of monatomic substances and their binary mintures. XX. Isothermals of neon from + 20° C to − 217° C.

b) E. Mathias, C. A Crommelin and H. Kamerlingh Onnes. The rectilinear diameter of hydrogen.

c) H. Kamerlingh Onnes and C. A. Crommelin. Methods and apparatus used in the cryagenic laboratory. XVIII. Improved form of hydrogen vapour cryostat for temperatures behoeen − 217° C and − 253° C.

Nr. 155. Sir. R. A. Hadfield, H. R. Voltjer and H. Kamerlingh Onnes. On the Influence of low Temperatures on the Magnetic Propesties of Alloys of Iron with Nickel and Manganese.

Nr. 156. a) P. G. Cath et H. Kamerlingh Onnes. Sur la mesure des températures très basses. XXX. Comparaison des thermomètres à hélium, à argon, à néon, à oxygène et à azote au thermomètre à hydrogène. Corrections pour ramener les indications de ces thermomètres à l'échelle internationale Kelvin. Le deuxième coefficient du virial pour l'hélium, l'argon, le néon, l'oxygène et l'azote au-dessous 0° C.

b) J. Pallacios Martinez et H. Kamerlingh Onnes. La mesure des températures très basses. XXXI. Tension de vapeur de l'hydrogène et quelques nouvelles déterminations thermométriqnes dans le domaine de l'ydrogène liquide.

Nr. 157. Jean Timmermans, H. van der Horst et H. Kamerlingh Onnes. Points de congélation de liquides organiques purs comme repères thermométriques aux basses températures.

Nr. 159. H. Kamerlingh Onnes. Further experiments with liquid helium. P. On the lowest temperature yet obtained.

Nr. 160. a) H. Kamerlingh Onnes and W. Tuyn. Further experiments with liquid helium. Q. On the electrical resistance of pure metals etc. X. Measurements concerning the electrical resistance of thallium in the temperature field of liquid helium.

b) H. Kamerlingh Onnes and W. Tuyn. Further experiments with liquid helium. R. On the electrical resistance of pure metals etc. XI. Meansurements concerning the electrical resistance of ordinary lead and of uraniumlead below 14° K.

Supplement Nr. 44 to Nos 157—168. a) H. Kamerlingh Onnes. I. Le paramagnétisme aux basses températures comidéré au point de vue de la constitution des



aimants élémentaires et de l'action qu'ils subissent de la part de leurs porteurs. II. Les superconducteurs et le modèle de l'atome Rutherford-Bohr.

b) P. Ehrenfest. Note on the paramagnetism of solids.

c) W. H. Keesom. On the deviations of liquid oxygène from the law of Curie.

Supplement Nr. 46 to Nos. 157—168. G. Breit. Calculations of the effective permeability and dielectric constant of a powder.

Aus der Fülle der vorstehenden in den Jahren 1919 bis 1922 ausgeführten Untersuchungen sei folgendes hervorgehoben:

Die Isothermen des Neons wurden zwischen 20 und — 217° C. bei Drucken von 25 bis etwa 80 Atm. aufgenommen.

Als Gleichung des „geradlinigen Durchmessers" von Wasserstoffes ergab sich (ϱ_f = Dichte im flüssigen, ϱ_d = Dichte im dampfförmigen Zustand):

$$y = \frac{1}{2}(\varrho_f + \varrho_d) = -0{,}06351 - 0{,}00039402\, t.$$

Mit der kritischen Temperatur — 239,91° erhält man danach als kritische Dichte $\varrho_k = 0{,}03102$.

In dem mit Wasserstoffdampf gefüllten Thermostaten kann die Temperatur bis auf 0,01° konstant gehalten werden.

Die bei Zimmertemperatur unmagnetischen Eisen-Magnesiumlegierungen mit 16 bis 22% Magnesium bleiben auch beim Eintauchen in flüssigen Wasserstoff und nach Wiedererwärmen unmagnetisch.

Die Unterschiede, die in Leiden zwischen Wasserstoffthermometer, Stickstoffthermometer und Heliumthermometer gefunden wurden, stimmen mit den in der Reichsanstalt von Henning und Heuse gefundenen genügend überein. Eine neue Bestimmung des Druckkoeffizienten von Helium wurde in Leiden noch nicht vorgenommen.

Als Dampfdruckformel für Wasserstoff ergab sich zwischen 14,6 und 20,6° abs. (in der Leidener Skala):

$$\log_{10} p_{\text{in Atm.}} = -\frac{44{,}368}{T} + 1{,}6523 + 0{,}03230\, T - 0{,}004189\, T^2 + 0{,}00000484\, T^3.$$

Die Erstarrungspunkte der organischen Flüssigkeiten zwischen — 20 und — 60° C, die Timmermans usw. angeben, weichen von den in der Reichsanstalt gefundenen bis zu 0,4° ab, ohne daß der Grund aufgeklärt wäre, so daß Vorsicht bei ihrer Benutzung geboten ist.

Mit Hilfe von 18 parallel geschalteten Langmuir-Kondensationspumpen konnte Onnes den Druck über dem flüssigen Helium bis auf 0,013 mm Quecksilber erniedrigen und dadurch eine Temperatur von etwas weniger als 0,9° abs. erzielen. Das Helium wurde dabei noch nicht fest. Merkwürdig ist folgende Erscheinung, die bei diesen Versuchen auftrat: die Flüssigkeitsspiegel in zwei kleinen in einandergestellten doppelwandigen Vakuummantelgefäßen aus Glas (beide mit Helium gefüllt) blieben beim Abpumpen des Dampfes stets gleich hoch und stellten sich wieder gleich ein, wenn sie künstlich verschieden gemacht wurden.

Thallium wird bei 2,3° abs. supraleitend, gewöhnliches Blei und Uranblei bei 7,2° abs.

Supplement Nr. 44a enthält zusammenfassende Berichte, die Onnes auf dem Solvay-Kongreß im April 1921 gegeben hat, Supplement Nr. 44b, 44c und 46 sind rein theoretische Arbeiten.

Das Wesen der Supraleitfähigkeit stellt Onnes sich so vor, daß geschlossene Molekulketten vorhanden sind, deren Elektronen unablässig ausgetauscht werden. Wie dies bei Zugrundelegung des Bohrschen Atommodells möglich ist, wird offen gelassen. Onnes beschränkt sich darauf, der Wissenschaft in dieser Hinsicht eine Zahl präzisierter Fragen vorzulegen. W. Meißner.

Schenkel, M., **Elektrotechnik (Starkstromtechnik).** Eine Vorschule für Studierende, ein Lehr- und Nachschlagebuch für Praktiker aus allen Gebieten der Industrie. I. Teil: Die Grundlagen der Starkstromtechnik, 9. Auflage, 226 S., 153 Abb. i. T. J. J. Weber, Leipzig 1923.

Das bekannte Lehrbuch liegt in 9. Auflage vor, bei der als Neuerung am meisten die Teilung in zwei getrennte Bücher ins Auge fällt. Obgleich diese Änderung der sonst so gut gewahrten Eigenart als Lehr- und Handbuch nicht sonderlich dienlich ist, wird man sie im Hinblick auf die gewiß vielen willkommene Erleichterung der Anschaffung in Kauf nehmen. Die im I. Teil behandelten Grundlagen der Starkstromtechnik haben außer anderen Verbesserungen durch eingehendere Erörterung von Schwingungsfragen, insbesondere der Wanderwellen, Ergänzungen erfahren. Hinzugekommen ist ferner ein Kapitel „Die Elektrizitätsleitung in Flüssigkeiten und Gasen; Gasentladungen", das mit einer Besprechung der Gleichrichtererscheinungen schließt. Der mit dem neuen Abschnitt unternommene Versuch, ein Gebiet, das bisher meist als wesentlich physikalisch betrachtet wurde, in seiner Bedeutung für die Starkstromtechnik zu würdigen, ist besonders zu begrüßen. Die jetzige kurze, anhangsmäßige Einführung elektronentheoretischer Vorstellungen in die Elektrotechnik wird vielleicht schon bei der nächsten Auflage einer organischen Verarbeitung weichen können. Zu wünschen wäre zur Vermeidung irriger Annahmen beim weniger geschulten Leser die wenigstens beispielsweise Angabe einer Größenordnung bei manchen der neuaufgenommenen Begriffe, z. B. der Ionenbeweglichkeit. — Im ganzen kann gesagt werden, daß das Buch auch technischen Physikern bestens zu empfehlen ist.

R. Vieweg.

Haas, A., **Vektoranalysis.** In ihren Grundzügen und wichtigsten Anwendung. VI, 149 S. 37 Abb. i. T. Vereinigung wissenschaftlicher Verleger, Berlin und Leipzig 1922.

Der als theoretisch-physikalischer Schriftsteller bekannte Verfasser gibt hier eine gelungene Darstellung der Analysis der Vektoren und Tensoren und ihrer Felder; die Affinorenlehre bleibt außer Betracht. Die theoretische Darstellung des Gegenstandes wird durch zahlreiche Anwendungen vertieft, die der Mechanik, Hydrodynamik, Elektrodynamik sowie der Optik entnommen sind. Schließlich werden im Kapitel „Die Weltvektoren" die Elemente der Relativitätstheorie behandelt. Das Werkchen ist angelegentlich zu empfehlen. W. Hort.

Meissner, W., **Entfernungs- und Höhenmessung in der Luftfahrt.** 8°. 92 S. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1922.

Auf Veranlassung der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Luftfahrt entstanden, bildet dieses Heft 61 der bekannten „Sammlung Vieweg" einen Niederschlag der im Kriege gewonnenen Erfahrungen an Geräten und Methoden, die die Ermittlung von Höhe und Entfernung in der Luftfahrt zum Ziel haben. Die theoretischen Grundlagen sind in klarer Weise so knapp dargestellt, wie es zum Verständnis notwendig ist.

Behandelt werden zuerst die optischen Geräte, die von den herstellenden Firmen inzwischen zu großer Vollkommenheit gebracht sind. Man gewinnt jedoch beim Lesen die Überzeugung, daß trotz aller geistreicher Einzelheiten das Gesamtproblem der Orts- und Geschwindigkeitsbestimmung z. B. eines Flugzeuges vom Boden aus, wie sie eine erfolgreiche Abwehr erfordert, zurzeit noch nicht gelöst ist, wenigstens nicht auf die einfachste Weise. Die Darstellungen des Verfassers, die auch neuere Vorschläge (Valentiner) benutzen, regen jedenfalls zur Weiterarbeit an.

Das Kapitel über die barometrische Höhenmessung gibt eine ausführliche Diskussion der Höhenformel, sowie der Theorie der Steigleistungsmessung, die für die Praxis von erheblicher Bedeutung ist. Die Instrumente werden hier ziemlich kurz behandelt, breiter nur die Fehler der Hysteresis und Nachwirkung.

Der letzte Abschnitt enthält einige in der Entwicklung begriffene Methoden, die sich akustischer oder elektromo-

gnetischer Wellen bedienen. Es steht zu erwarten, daß auf diesem Gebiet noch manches Neue geschaffen wird; aber schon das hier Mitgeteilte ist trotz seiner Kürze anregend genug, so daß das Heft seinen Zweck wohl erfüllen dürfte. K. Bennewitz.

Lorenz, H., **Einführung in die Elemente der höheren Mathematik und Mechanik.** II. verb. Aufl. 176 S., 126 Abb. i. T. R. Oldenbourg, Berlin und München 1923.

Das von dem bekannten Lehrer der Mechanik an der Technischen Hochschule zu Danzig herausgegebene Buch ist, wie es im Titel heißt, „für den Schulgebrauch und zum Selbstunterricht" bestimmt. Es gliedert sich in die drei Kapitel: 1. Analytische Geometrie, 2. Differential- und Integralrechnung, 3. Elemente der Mechanik, die in durchaus elementarer Art die Hauptlehren jeder dieser Wissensgebiete umfassen und durch zahlreiche Beispiele belebt sind. Der Autor äußert sich im Vorwort dahin, daß der Inhalt des Büchleins in den Lehrplan der höheren Realanstalten Deutschlands Aufnahme finden und jedem bekannt sein sollte, der sich naturwissenschaftlichen und technischen Studien widmen will. Es wäre gewiß aufs lebhafteste zu begrüßen, wenn es gelingen sollte, dieses Ziel zu erreichen. Einstweilen wird aber gewiß mancher Student des ersten Semesters aus dem Buch viel Nutzen ziehen, wenngleich er auch nicht erwarten kann, jene drei Kapitel so eingehend behandelt zu finden, wie es in den entsprechenden Anfängervorlesungen zu geschehen pflegt. F. Henning.

Laue, M. v., und seine Mitarbeiter W. Friedrich, P. Knipping sowie F. Tank. **Die Interferenz der Röntgenstrahlen.** Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften Nr. 204. Herausgegeben von F. Rinne und E. Schiebold. 111 S, 4 Taf. u. 10 Abb. i. T. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H.. Leipzig 1923.

Das Bändchen bringt folgende Abhandlungen: 1. den ersten Bericht über die Entdeckung der Kristallinterferenzen und die Theorie derselben (W. Friedrich, P. Knipping und M. Laue, Münch. Ber. 1912, S. 303); 2. die quantitative Prüfung der Theorie (M. Laue, ebenda S. 363) nebst den dem Annalenabdruck beigefügten Zusätzen (Ann. d Phys. **41** (1913), S. 998); 3. die Erklärung der Gestalt der Interferenzflecke aus der Krümmung der Wellenfläche (M. v. Lane und F. Tank, Ann. d. Phys. **41** (1913), S. 1003); 4. die Berechnung des Temperatureinflusses auf die Form der Interferenzflecke und die Verhältnisse bei hemiedrischen Strukturen (M. v. Laue, Ann. d. Phys. **42** (1913), S. 1561); 5. den Bericht v. Laues über den Stand der Forschung im Jahre 1914 in der Festschrift der Dozenten der Universität Zürich. Die Aufnahme dieses letzteren Berichtes ist schon deshalb zu begrüßen, weil er die Debyesche Theorie des Temperatureinflusses auf die Interferenzen enthält, durch deren Fehlen wohl eine fühlbare Lücke in der Reihe der aufgenommenen Arbeiten entstanden wäre. Die biographische Einleitung enthält u. a. die Vorgeschichte der Entdeckung in v. Laues eigenen anspruchslosen Worten aus seinem Nobelvortrag. In den vorzüglichen Anmerkungen der Herausgeber werden voraufgehende, gleichzeitige und spätere Untersuchungen anderer Autoren herangezogen und so die historische Stellung der in den Bändchen vereinigten Arbeiten klargelegt. W. Bothe.

Kowalewski, G., **Die klassischen Probleme der Analyse des Unendlichen.** Ein Lehr- und Übungsbuch für Studierende zur Einführung in die Infinitesimalrechnung. 2. Aufl. VIII, 342 S. 8°. 109 Fig. i. T. Wilh. Engelmann, Leipzig 1921. Geb. 95 M.

Die Fragen des höheren mathematischen Unterrichts, besonders an den technischen Hochschulen stehen seit langem zur Erörterung. Endgültige Lösung, wenn überhaupt möglich, ist nicht sobald zu erwarten; die Lehrweisen sind im Fließen, der Unterrichtsstoff scheint keiner Abgrenzung teilhaftig werden zu können.

Solch Übergangszustand wird besonders deutlich, wenn man neuere mathematische Lehrbücher zur Hand nimmt. Fast allerorten fühlen die für den mathematischen Unterricht der jungen Ingenieure Verantwortlichen, daß etwas geschehen muß. Man erkennt, daß die althergebrachten Unterrichtsverfahren mit Lehrbüchern und Aufgabensammlungen zu versagen drohen; gern nennt man die Stoffbehandlung, von der wir reden, „abstrakt".

Dabei will ich nicht verschweigen, daß ich selbst Infinitesimalrechnung nach dieser abstrakten Methode gelernt habe; viele Jahre hindurch war das Kompendium Schlömilchs, nebst seiner Aufgabensammlung mein Führer, in dem ich auch heute noch mich am besten zurechtfinde.

Das hindert mich aber nicht, nach neuen Gestaltungen auszuschauen und erschautes neues zu begrüßen. In solchem Sinne darf ich G. Kowaleweskis Buch betrachten. Kowalewski sieht das Gegengewicht gegen die Trockenheit der „abstrakten" Unterrichtsweise im Hineinziehen geschichtlich-persönlicher Tatsachen; der Stoff soll nicht als starr aufgemauerter, Ehrfurcht fordernder und Schauder erweckender Block erscheinen, sondern die Fühlungnahme mit den großen Forschern soll das Werden und Wachsen der Wissenschaft deutlich machen. Hierin liegt ein äußerst gesunder Gedanke. Wenn der Student sieht, daß die Mathematik aus Anfängen entsprossen ist, die angesichts der Schärfe neuzeitlicher Denk- und Beweisverfahren uns vielleicht sogar zu einem kleinen Lächeln veranlassen könnten, so muß er sich sofort im Studium viel heimischer fühlen, er wird Ruhepunkte finden, so wie ein an steiler Felswand kletternder aufatmet, wenn er ein Moosnest wuchern gewahrt.

Kowalewskis Buch ist nicht ausdrücklich für Hochschulstudierende bestimmt; sicher aber ist es als Einführung für solche, die Mathematik zum Hauptstudium erwählt haben, vorzugsweise geeignet. Wer aber Mathematik, so wie der Ingenieur, als Mittel zum Zweck studiert, wird bald außer dem geschichtlich-persönlichen Zuge noch die sachliche Anwendung auf Fragestellungen seines eigenen Berufes hinzuwünschen. Dem werden andere Lehrbücher gerecht, etwa vom Muster der Differential- und Integralrechnung R. Frickes. Etwas von diesem Muster würde ich auch (für eine spätere Auflage) in Kowalewskis Einführung hineinwünschen; besonders passend wären Abschnitte über rechnerisch-zeichnerisches Differenzieren und Integrieren. Indem ich diesen Zukunftswunsch ausspreche, beabsichtige ich aber keineswegs mein vorhin abgegebenes Urteil über den Wert der heutigen Ausgabe abzuschwächen. W. Hort.

Weil, L. W., **Neue Grundlagen der technischen Hydrodynamik.** VI, 219 S. 133 Abb. i. T. 8°. R. Oldenbourg. München und Berlin 1920.

Das Buch ist während mehrjähriger Kriegsinternierung entstanden. Daher „war dem Verfasser neben seinen eigenen Erfahrungen, Studien und Versuchsergebnissen nur eine geringe Anzahl von Werken der Buchliteratur zugänglich. Dies bedingte eine weitgehende Selbständigkeit und Ursprünglichkeit in der Entwicklung der Gedankengänge, die verbunden mit restlos vertiefter Naturbetrachtung, nach mühevoller, aber auch unsaglich genußreicher Arbeit das Ziel erreichen ließen."

In der Tat, in den sechs Abschnitten über Leitungsströmung und Turbulenz, über verengte und erweiterte Kanäle, über den „Energiesatz der kreisenden Flüssigkeit", den hydraulischen Stoß und die Kreiselräder steckt eine Fülle anschaulichen Erkennens und Erklärens, stets mit dem Ziel, verschiedene Erscheinungen zu verknüpfen und die Rechnung der Versuchserfahrung anzupassen.

Die Verbindung des Ausflußproblems mit der Kielströmung des Segelboots bei Seitenwind, die Ableitung der Strömverhältnisse in allerhand Querschnittänderungen, wie in Kreiselrädern aus dem Stoßverlust sind Beispiele dafür.

Weil der Verfasser aber die neuere Turbulenz- und



Grenzschichtenforschung, vor allem der Schule Prandtls, auch die Arbeit von Trefftz über das räumliche Ausflußproblem und andere wichtige Ergebnisse, sogar die Zirkulationsströmung in Rohrleitungen nicht kennt oder nicht beachtet, kommt er bezüglich der Druckverteilung und der Drehbewegung in Flüssigkeitsstrahlen, wie der Energieverhältnisse in Krümmern zu Ergebnissen, die nicht nur unsere übliche Theorie der Potentialströmung, sondern sogar jenen bekannten Satz von Julius Robert Mayer zu berichtigen zwingen — wenn sie sich bewahrheiten sollten.

E. Everling.

Aston, F. W., **Isotope.** Aut. Übertr. ins Deutsche von Dr. Else Norst-Rubinowicz. 8°, IX, 163 S., 21 Abb. i. T., 4 Tf. und Verfasserbild. S. Hirzel, Leipzig 1923.

Das ursprüngliche Problem des natürlichen Systems der chemischen Elemente ist die Frage nach der Perodizität derselben; welche Frage durch die neueren Arbeiten von Rydberg und Bohr einen gewissen Abschluß gefunden hat. Seitdem das Atomgewicht durch Rydberg und Moseley durch den Begriff der Atomnummer ersetzt ist, kommt als zweites, bisher ungelöstes Problem die Frage nach dem Zusammenhange zwischen dem Atomgewicht und der Atomnummer. Die Radioaktivität lehrte uns Isotope, d. h. Elemente von gleicher Atomnummer, aber von verschiedenen Atomgewicht, kennen. Dem Briten Aston gebührt nun das große Verdienst, das Gleiche bei einer großen Reihe gewöhnlicher, nicht radioaktiver Elemente experimentell nachgewiesen zu haben. Die vorliegende zusammenfassende Darstellung ist daher um so mehr zu begrüßen, als die Orignalarbeiten von Aston in den heute leider nur wenigen Deutschen zugänglichen Phil Mag. erschienen sind. Etwa ein Drittel des Bandes behandelt die für das Thema zur Abrundung nötigen Kapitel der radioaktiven Isotopen, der elektrischen Theorie der Materie und des Zusammenhanges zwischen Isotopen und Atomnummern. Die übrigen zwei Drittel betreffen die für den Nachweis Astons verwendeten Kanalstrahlen, das Element Neon und dann den Kanalstrahlenmassenspektrographen. Es folgt die Beschreibung der Versuche von Aston selbst und dann Dempsters mittels der Glühanodenstrahlen (bei Alkalien und Erdalkalien) gefundene Ergebnisse. Den Schluß bilden die Spektren und die sonstigen Trennungsmethoden der Isotopen. Möge jeder, der sich ein Bild von der experimentellen Arbeit der modernen Atomforschung machen will, diese gut ausgestattete Darstellung heranziehen. An manchen Stellen fällt übrigens die ungenügende Berücksichtigung der Ergebnisse deutscher Forscher auf.

R. Swinne.

König, A., **Die Fernrohre und Entfernungsmesser.** 207 S. 254 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin 1923. (Naturwissenschaftliche Monographien und Lehrbücher, Band 5.)

Das Buch, von einem in den Zeiss-Werken tätigen Fachmann geschrieben, behandelt die Theorie und den Bau der Fernrohre und Mikrometer und als Anwendungsfall die Entfernungsmesser, die im Weltkrieg ja zu großer Ausbildung und Bedeutung gelangten. Bei der Darstellung sucht Verf. mit möglichst wenigen und einfachen mathematischen Hilfsmitteln auszukommen Längere Ableitungen und Einzelheiten oder neue Gesichtspunkte bietende Ergänzungen werden in kleingedruckten Abschnitten gebracht. Die Behandlung ist aber keineswegs nur populär, sondern durchaus den Bedürfnissen des Fachmannes entsprechend.

Das erste Kapitel über die Fernrohre enthält drei Abschnitte über die Abbildung durch das Fernrohr, den Bau des Fernrohres und die Richtfernrohre. Es bringt die wesentlichen Gesetze der Abbildung, der Strahlenbegrenzung, des Sehens und der Bilderzeugung, die verschiedenen Arten von Okularen, Fernrohren, Richtfernrohren, Zielfernrohren, Periskopen, sowie Abschnitte über Prüfung und Genauigkeit. Der Unterabschnitt über das beidäugige Sehen könnte vielleicht besser im ersten Abschnitt als im zweiten, vom Bau des Fernrohres handelnden, gebracht werden.

Im zweiten Kapitel sind kurz und klar die Fadenmikrometer und Bildpaarmikrometer dargestellt.

Das dritte Kapitel bringt die verschiedenen Arten der Entfernungsmesser für geodätische und militärische Zwecke sowie die verschiedenen Justierverfahren und Angaben über die Genauigkeit der Entfernungsmesser, die allerdings noch recht dürftig ausfallen mußten.

Die Strichzeichnungen sind klar und deutlich. Eine ganze Reihe Zeissscher Apparate sind durch Reproduktion photographischer Aufnahmen dargestellt. Bilder von Keppler, Fraunhofer und Abbe schmücken das Buch. Ein Namen- und Inhaltsverzeichnis sind ihm beigegeben.

W. Meißner.

Willers, F. A., **Numerische Integration.** 115 S. 2 Abb. Sammlung Göschen Nr. 864. Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1923.

Das Bändchen bringt die rein rechnerischen Methoden der praktischen Mathematik, soweit sie sich auf Infinitesimalprobleme beziehen, und ergänzt so das in der gleichen Sammlung erschienene, die zeichnerischen Methoden behandelnde Bändchen über „Graphische Integration". Wie dieses wendet es sich in der Hauptsache an Mathematiker, Physiker und vor allem an Ingenieure.

Der erste Abschnitt bringt die Interpolationsformeln und die Methoden der tabellarischen Differentiation und Integration. Ein weiterer kurzer Abschnitt behandelt die Formeln von Newton, Gauss und Tschebyscheff, die man gewöhnlich im engeren Sinne als mechanische oder numerische Integrationsformeln bezeichnet. Dann folgen die beiden umfangreicheren Hauptabschnitte, deren erster die mathematische Analyse empirisch gewonnener Daten behandelt, und zwar die Darstellung von Versuchsergebnissen in Form von Polynomen, die praktischen Methoden der Fourieranalyse und endlich die Annäherung von Abklingungs- und ähnlichen Kurven durch Exponentialfunktionen, eine Darstellung, die hier zum erstenmal eingehender behandelt wird. Der letzte Abschnitt, der sich mit der angenäherten Integration gewöhnlicher und partieller Differentialgleichungen befaßt, besteht aus zwei Teilen, deren erster die Anfangswertprobleme, deren zweiter die brauchbarsten Methoden zur Lösung der für die Praxis so wichtigen Randwertprobleme behandelt.

Die Darstellung ist konzentriert und vorzüglich klar; vorausgesetzt werden nur die Anfangsgründe der Infinitesimalrechnung. Besonders wertvoll sind die aus der Praxis entnommenen Beispiele, welche am Schlusse der einzelnen Paragraphen durchgerechnet sind.

W. Bothe.

Ludewig, P., **Die physikalischen Grundlagen des Betriebes von Röntgenröhren mit dem Induktorium.** 138 S. 152 Abb. i. T. Urban & Schwarzenberg, Berlin-Wien 1923.

In den zur Zeit gebräuchlichen Lehrbüchern der Röntgentechnik findet man zumeist nur recht oberflächliche Angaben über Wirkungsweise und Bauart der Induktorien. Insbesondere sind die speziellen Eigentümlichkeiten des Röntgenbetriebes und die sich hieraus ergebenden an das Induktorium zu stellenden besonderen Anforderungen fast nie klar herausgearbeitet. Diese Lücke in unserer Röntgenliteratur will das vorliegende Buch ausfüllen. Es ist dazu in drei Abschnitte gegliedert, von denen der erste in drei Kapiteln die grundlegenden Gesetze des Elektromagnetismus und der elektrischen Schwingungen kurz behandelt. Im zweiten Teil wird die Wirkungsweise der Induktorapparatur ohne Anschluß von Röntgenröhren erläutert, wobei insbesondere der Einfluß der verschiedenen Unterbrechertypen eingehender diskutiert ist. Der dritte ausführlichste Teil handelt von der Wirkungsweise der Induktorapparatur beim Anschluß von Röntgenröhren des klassischen Typus. (Coolidgeröhren sollte man überhaupt nicht mit Induktorien betreiben. Der Ref.) Verf. geht aus von den physikalischen Eigenschaften der gasgefüllten Röntgenröhre, beschreibt deren Charakteristik und entwickelt hieraus die Theorie des Zusammenarbeitens von Induktorium und Röntgenröhre.



Das letzte Kapitel ist den elektrischen Schwingungen im Induktorium gewidmet. Die technischen Physiker werden dem Verfasser Dank wissen für die klare Zusammenfassung einer Wissenschaft, deren Erwerb bisher wenn überhaupt, so doch nur durch äußerst mühsames Zusammensuchen der weitverstreuten Einzelliteratur möglich war.

H. Behnken.

Wassmuth, A., **Grundlagen und Anwendungen der statistischen Mechanik.** Sammlung Vieweg, H. 25. VI, 116 S. 4 Abb. 2. vermehrte und verbesserte Auflage. Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig 1922.

Das Buch verfolgt den Zweck, das Eindringen in die Begriffe und die abstrakten Gedankengänge der statistischen Mechanik zu erleichtern und entspricht damit bei der ständig wachsenden Bedeutung dieser Disziplin, insbesondere ihres quantentheoretischen Ausbaues, einem aktuellen Bedürfnis. Als Mittel hierzu dienen vor allem einfache Anwendungen, wie das Liouvillesche Theorem für den freien Fall und den harmonischen Oszillator, Herleitung von Zustandsgleichungen, Anwendungen des Maxwellschen Verteilungsgesetzes. Die letzten Kapitel behandeln quantentheoretische und chemisch-thermodynamische Grundfragen. Leider ist die für eine Einführung besonders gebotene Sorgfalt in der Wahl des Ausdrucks nicht durchgängig beobachtet, insbesondere kann die merkwürdige Formulierung des Liouvilleschen Satzes für das Verständnis späterer Anwendungen verhängnisvoll werden. W. Bothe.

Schmehlik, R., **Die Anwendung des Mikroskops.** Mikroskopie, Mikroprojektion, Mikrophotographie. 8°, IV, 110 S., 131 Abb. i. T. Union-Deutsche Verlagsgesellschaft, Berlin 1922.

Ein erfahrener Praktiker spricht aus diesem 31. Bande der Photographischen Bibliothek. Gemeinverständlich, ohne jeden rechnerischen Aufwand, aber unterstützt durch eine reiche Auswahl sachgemäßer Abbildungen wird ein Überblick über die verschiedenen Systeme, über den optischen und mechanischen Aufbau der Mikroskope und der durch sie erreichbaren Auflösung gegeben. Dann werden Lichtfilter, Lichtquellen, Mikroprojektion und Mikrophotographie geschildert. Es finden sich viele wertvolle Ratschläge und Hinweise, sowohl auf käufliche wie auch leicht improvisierbare Hilfsmittel. Bei dem reichen Inhalt des Bändchens dürfte jeder Mikroskopierende es mit Nutzen verwenden.

R. Swinne.

Schrutka, L., **Zahlenrechnen.** Sammlung Math.-Physikalischer Lehrbücher Nr. 20. X, 146 S. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1923.

Ein praktisches, brauchbares Büchlein, das dem Berufsrechner zahlreiche Hinweise bietet. Der Verfasser hat sich auch die Mühe gemacht, ein ausführliches Quellenverzeichnis dem Buche beizugeben; ein Register erleichtert dem Belehrung Suchenden die Orientierung. W. Hort.

Wissenschaftliche Nachrichten.

AEF, Ausschuß für Einheiten und Formelzeichen.

1923. Vorlage des Unterausschusses für Formelzeichen.

A. Änderungen des Normblattes 520.

	Nr.		Zeichen
I.	1.	Längsdehnungsverhältnis ($\varepsilon/\varepsilon_q$)	m
II. III.	2.	In den Überschriften die Klammern streichen.	
II.	3.	Allgemeine Loschmidtsche Konstante (Avogadrosche Konstante)	N
III.	4.	Umlaufszahl, Drehzahl, Hubzahl (Anzahl der Umdrehungen bzw. Hübe in der Zeiteinheit)	n
IV.	5.	Kraft (z. B. Gewicht eines Körpers)	P
	6.	Moment einer Kraft (Drehmoment)	D
	7.	Dehnbarkeit ($1/E$)	α
V.	8.	Thermische Längsdehnbarkeit (linearer Ausdehnungskoeffizient)	α
	9.	Thermische Raumdehnbarkeit (kubischer Ausdehnungskoeffizient)	γ
VI.	10.	Verhältnis der spezifischen Wärmen (c_p/c_v, vielfach k)	γ
VII.	11.	Brennweite, dingseitige	f
		bildseitige	f'
	12.	Brechender Winkel (eines Prismas)	χ
	13.	Brechungszahl (eines Stoffes) gegen Luft	n
		gegen Vakuum	n_0
	14.	Zu streichen: Brechungsgrad	$n - 1$
	15.	Öffnungswinkel einer Linse	$2u$
	16.	Numerische Apertur ($n \cdot \sin u$)	a
	17.	Auffallende Strahlungsleistung	N_a
	18.	Reflektierte Strahlungsleistung	N_r
	19.	Durchtretende Strahlungsleistung	N_t
	20.	Zu streichen: Ausstrahlungsdichte	$\mathfrak{K}$
		Innenstrahlungsdichte	$\mathfrak{S}$
	21.	Reflexionsvermögen (N_r/N_a)	R
	22.	Durchtrittsvermögen (N_t/N_a)	T
	23.	Gesichtsfeld (eines Fernrohres), wahres	$2w$
		scheinbares	$2w'$
	24.	Vergrößerung eines Fernrohres	$\mathfrak{V}$
IX.	25.	Elektrische Stromstärke, augenblickliche	i
		effektive	I
	26.	Magnetische Induktion, strombezogene	$\mathfrak{B}$, $\mathfrak{B}_i$
		spannungsbezogene	$\mathfrak{B}_e$
	27.	Permeabilität, strombezogene	μ, μ_i
		spannungsbezogene	μ_e
	28.	Magnetisierungsgrad	$\mu - 1$
	29.	Zu streichen: Induktionsfluß	Φ
	30.	Magnet. Induktionsfluß, strombezogener	Φ, Φ_i
		spannungsbezogener	Φ_e
X.	31.	Elektrischer Leitwert	G, G_e
	32.	Elektrische Leitfähigkeit	$\varkappa$
XI.	33.	Elektrizitätsmenge, elektrische Ladung, augenblickliche	q
		effektive	Q
	34.	Elektrostatische Induktion, Verschiebung oder Influenz	ϑ, ϑ_e
		Elektrische Induktion, Verschiebung oder Influenz, strombezogene	ϑ_i
	35.	Elektrostatischer Induktions-, Verschiebungs- oder Influenzfluß	Δ, Δ_e
		Elektrischer Induktions-, Verschiebungs- oder Influenzfluß, strombezogener	Δ_i
	36.	Dielektrizitätskonstante, elektrostatische	ε, ε_e
		Dielektrizitätskonstante, strombezogene	ε_i
	37.	Elektrische Spannung, augenblickliche	e
		effektive	E

B. Neue Formelzeichen.

	Nr.		Zeichen
II.	38.	Dichte (m/V)	S
	39.	Dichtezahl (S_1/S_2)	s
	40.	Querschnittsmoment	$\mathfrak{J}$
III.	41.	Umlauf oder Dreh (einer Welle)	u
IV.	42.	Zerreisspannung (bezogen auf ursprünglichem Querschnitt)	σ_z
	43.	Wichte (eines Körpers, P/V)	w
	44.	Schiebbarkeit ($1/G$)	β
VI.	45.	Richtkraft (z. B. einer Spiralfeder)	Δ
VII.	46.	Wellendichte ($1/\lambda$)	ν
	47.	Wellenzahl (Bezugswellenlänge/λ)	N
	48.	Natürliches Drehungsvermögen	$[\alpha]$
	49.	Magnetisches Drehungsvermögen	$[\omega]$
	50.	Brechungszahl (eines Stoffes) Fortsetzung in einachsigen Kristallen	n_ω, n_ε
		in zweiachsigen Kristallen	n_α, n_β, n_γ
		im Ding- bzw. Bildraum	n, n'
	51.	Reziproke relative Dispersion	ν



	52. Lichtdurchlässigkeit	a
	53. Lupenvergrößerung	$\mathfrak{N}$
	54. Ding- bzw. Bildabstand von den Brennpunkten	$\mathfrak{x}$, $\mathfrak{x}'$
	55. Ding- bzw. Bildabstand von den Hauptpunkten	a, a'
	56. Schnittweite im Ding- bzw. Bildraum	s, s'
	57. Halbmesser der Eintritts- bzw. Austrittspupille	p, p'
	58. Abstand zweier Linsenflächen	l
	59. Reziproke Brennweite oder Stärke einer Linse	D
	60. Verhältnis der reflektierten zur auffallenden Amplitude	ϱ
	61. Verhältnis der durchtretenden zur auffallenden Amplitude	τ
IX.	62. Elektrische Durchflutung ($w \cdot I$)	Θ
	63. Länge eines elektrischen Leiters	l
	64. Magnetischer Leitwert	G
	65. Elektrische Stromdichte	u
	66. Magnetische Spannung	M
	67. Formfaktor	g
	68. Scheitelfaktor	g_s
	69. Streufaktor (z. B. eines Eisenellipsoids)	f
X.	70. Dämpfungsverhältnis	i_1/i_2
	71. Dämpfungsdekrement (näherungsweise ln i_1/i_2)	ϑ
	72. Dämpfungsexponent ($n\,\vartheta$)	δ
	73. Dämpfungszahl (< 1 für periodische Vorgänge)	ϱ
XI.	74. Elektrische Klemmspannung	E_k
	75. Umlaufsspannung	E_u

Der Unterausschuß für Formelzeichen
Martens.

Aufgabe.

Für gewisse, bisher noch namenlose Größen auf dem Gebiete der Chemie Namen vorzuschlagen, damit, wie in der Physik und Technik, so auch in der Chemie durchweg zwischen Größe und Einheit unterschieden werden kann.

Begründung.

In der Chemie fehlen besonders für zwei Größen Namen: erstens für die Größe, die durch eine Anzahl von Molen ausgedrückt wird zweitens für die Größe, die durch eine Anzahl von Grammäquivalenten ausgedrückt wird, also für die beiden Quotienten

$$\frac{\text{Masse}}{\text{Molekulargewicht}} \quad \text{und} \quad \frac{\text{Masse}}{\text{Äquivalentgewicht}}$$

Die Namenlosigkeit dieser beiden Größen macht eine kurze und doch logische Ausdrucksweise bei der Behandlung und Fassung der quantitativen chemischen Gesetze fast unmöglich und ist vor allem schuld daran, daß man sich hier oft recht unlogisch ausdrückt.

Stuttgart, den 20. März 1923. Emde.

Tauschstelle für wissenschaftliche Literatur.

Die ungeheure Steigerung der Bücherpreise macht es dem Forscher heute unmöglich, sich die für seine Arbeiten nötige Literatur zu beschaffen. Vielfach wird der Weg eingeschlagen, beim Antiquar Bücher, die man nicht mehr benötigt, für solche, die man erwerben will, in Zahlung zu geben. Nur wenige Buchhändler lassen sich heute noch auf ein derartiges Tauschverfahren ein, und wenn sie es tun, ist es mit großen Verlusten für den Bücherkäufer verbunden.

Auf Anregung des Unterzeichneten soll daher der Versuch gemacht werden, einen direkten Tausch wissenschaftlicher Werke zu ermöglichen. Der Generaldirektor der Preußischen Staatsbibliothek, Herr Geheimrat Milkau, hat zwei Räume nebst Einrichtung im Bibliotheksgebäude zur Verfügung gestellt, so daß eine

„Tauschstelle für wissenschaftliche Literatur“

eröffnet werden konnte.

Der Tauschverkehr ist auf heute noch brauchbare Werke der ernsthaften wissenschaftlichen Literatur beschränkt. Bücher der schönen Literatur können nur angenommen werden, wenn sie vor 1800 zum ersten Mal erschienen sind.

Der Einlieferer eines Buches erhält einen auf den Grundpreis (Friedenspreis) lautenden Gutschein. Für vollwertige Bücher wird der Gutschein in der Höhe des Ladenpreises (Grundzahl oder Friedenspreis) ausgestellt. Bei veralteten Auflagen oder bei sehr schlechtem Erhaltungszustand werden entsprechende Abschläge gemacht. Die Schätzung erfolgt durch wissenschaftliche Beamte.

Für den Gutschein kann der Einlieferer zu beliebiger Zeit andere Bücher des Lagers erwerben, deren Grundpreis den Wert des Gutscheines nicht übersteigt. Erwerbung gegen Barzahlung ist ausgeschlossen. Bei Einkauf unter dem Wert des Gutscheines wird für die Differenz der Beträge ein neuer Gutschein ausgestellt. Da alle Tätigkeit an der Tauschstelle ehrenamtlich ist, werden Gebühren nicht erhoben.

Die Einrichtung der „Tauschstelle für wissenschaftliche Literatur“ entspricht einem Bedürfnis weiter Kreise. Es liegt im Interesse eines jeden wissenschaftlichen Arbeiters, ihre Tätigkeit möglichst fruchtbar zu gestalten. Das kann nur geschehen, wenn alle entbehrlichen Bücher (Literatur nicht mehr bearbeiteter Wissensgebiete, erledigte Rezensionsexemplare usw.) umgehend der Tauschstelle gegen Gutschein zur Verfügung gestellt werden. Auf diese Weise dürfte ein Lager zustande kommen, welches viele unbenutzte Schätze privater Bibliotheken wieder fruchtbringender Arbeit zuzuführen vermag.

Die Tauschstelle befindet sich in der Preußischen Staatsbibliothek, Eingang Charlottenstraße 39 (beim Pförtner klingeln).

Sie ist geöffnet: Sonnabend, 4 bis 7 Uhr nachmittag. Dr. V. Engelhardt.

Aachen. Die Interallierte Rheinlandkommission hat am 25. Oktober 1923 die Technische Hochschule Aachen auf unbestimmte Zeit geschlossen. Die Studierenden, soweit sie nicht in der Stadt Aachen beheimatet waren, sind binnen 24 Stunden ausgewiesen worden. Der Lehrkörper der Hochschule ist bis jetzt von ähnlichen Maßnahmen verschont geblieben. Der Verband der deutschen Hochschulen hat eine Hilfsstelle für die Vertriebenen bei der Universität Köln eingerichtet. Unter seiner Mitwirkung schweben zurzeit Verhandlungen über die Aufnahme der Aachener Studentenschaft als geschlossene Gruppen an anderen hierzu bereiten und geeigneten Hochschulen.

Budapest. Die berühmte ungarische Sternwarte zu Ogyalla ist durch den Friedensvertrag an die Tschechoslowakei gelangt. Als Ersatz wurde auf dem Ofner Schwabenberg eine neue Warte errichtet, die ihrer Vollendung entgegen geht. Zwecks Förderung der neuen Sternwarte und der Sternkunde im allgemeinen wurde in Budapest unter dem Namen „Stella“ ein astronomischer Verein gebildet, der sich auch die Aufnahme von Verbindungen mit den astronomischen Vereinen des Auslandes zur Aufgabe machte. Ein Teil der Einrichtung der neuen Sternwarte wurde in Deutschland fertig gestellt.

Personalnachrichten.

Berlin. Dr. W. Hort, Privatdozent für Mechanik an der Technischen Hochschule und Oberingenieur in der A.E.G.-Turbinenfabrik zu Berlin wurde zum nichtbeamteten außerordentlichen Professor ernannt.

Göttingen. Prof. Dr. Albert Einstein in Berlin und Prof. Dr. Niels Bohr in Kopenhagen wurden zu Mitglie-

dern der Gesellschaft der Wissenschaften in Göttingen gewählt.

Heidelberg. Der erst vor kurzem in den Ruhestand getretene Präsident des Telegraphentechnischen Reichsamt in Berlin Professor Dr. phil., Dr.-Ing. h. c. Karl Strecker wurde zum ordentlichen Honorarprofessor in der naturwissenschaftlich-mathematischen Fakultät der Heidelberger Universität ernannt.

München. Ord. Professor der Experimentalphysik an der Münchener Technischen Hochschule Dr. Jonathan Zenneck wurde der Titel eines Geheimen Regierungsrates verliehen.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Wir erhielten nachstehendes Schreiben:

„Von der in Argentinien bei Buenos Aires erbauten Großfunkstation Monte Grande haben wir in unserer Empfangsstation Geltow folgendes Radiotelegramm aufgenommn:

„La Sociedad Cientifica Argentina y el Centro de Ingenieros por intermedio de sus presidentes que suscribimos el presente radiotelegrama con motivo de su visita a del estacion ultrapoderosa en Monte Grande de la Compania Radiotelegrafica Argentina Transradio Internacional envian el cordial saludo des sus asociados a los de las sociedades similares y desean a vos el mayor exito en su empresa

Eduardo Huergo   Enrique Sabaria."

Es gereicht uns zur besonderen Ehre, dieses Begrüßungstelegramm der Gesellschaft für technische Physik als einer der wissenschaftlichen Vereinigungen, an die es gerichtet ist, zu übermitteln.

Mit vorzüglicher Hochachtung
Telefunken
Gesellschaft für drahtlose Teldgraphie m. b. H.
gez. Arco.   gez. Schapira."

Wir sprechen den beiden argentinischen Gesellschaften und der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie auch auf diesem Wege unseren herzlichsten Dank für die Übermittlung des Radiogramms aus.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
Dr. Gehlhoff, 1. Vorsitzender.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 30. Nollendorfplatz 6. IV Tr. r., Telefon-Nr.: Lützow 225.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Merzkirch, Piesteritz:
Herr Dr. H. Budde, i. Fa. Mitteldeutsche Stickstoffwerke A.-G. Piesteritz, Bez. Halle.

Seitens des Herrn Dr. Karl Mey, Berlin NW.:
Firma Wolframbogenlampen A.-G., Augsburg.

Seitens des Herrn Dr. F. Waltz, Berlin:
Herr Otto Anton Klotz, Heidelberg, Bergheimer Str. Nr. 159.

Seitens des Herrn Dr. W. Zorn, Friedenau:
Herr Studienrat Leopold Ehrlich, Berlin NO. 55, Marienburger Str. 36I.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Julian Baratz, Berlin, Lietzenburger Str. 11, jetzt Jena, Herderstr. Nr. 2 b. Frau Kühn.

Herr Dr. Berg, Berlin-Grunewald, Cunostr. Nr. 65, jetzt Berlin-Grunewald, Königsweg Nr. 135.

Herr Dr. Erich Braun, jetzt Dortmund (Versuchsanstalt der Dortmunder Union, Deutsch-Luxemburgische Bergwerks- und Hütten-A.-G.).

Herr Dr. R. Dieterle, Berlin-Charlottenburg, Grünstr. 28, jetzt Charlottenburg, Eosanderstr. Nr. 10II.

Herr Studienrat Engel, Halle a. d. Saale, Sophienstr. Nr. 25 a, jetzt Halle a. d. Saale, Bismarckstr. Nr. 14I.

Herr Dr. R. Heinze, Stedten, jetzt Halle a. d. Saale, Ziethenstr. Nr. 29a.

Herr Max Herklotz (nicht Herglotz), Charlottenburg, Sophie-Charlotte-Str. Nr. 48.

Herr Dipl.-Ing. W. Kürbs, Halle a. d. Saale, Glauchaer Str. Nr. 71 D. III, jetzt Halle a. d. Saale, Glauchaer Str. Nr. 72/I.

Herr Dr. Albert Lotz, Grunewald, Friedrichsruher Str. 32, jetzt Charlottenburg, Tegeler Weg Nr. 99.

Herr Dr. A. Ramspeck, Berlin NW. 2, Bandelstr. 23, jetzt Göttingen, Düsterer Eichenweg Nr. 30II.

Herr Dr. Franz Rother, Leipzig, Linnéstr. Nr. 5, jetzt Erlangen, Bankstr. Nr. 5I.

Herr Rudolf Schwarzburger, Halle/Saale, Halberstädter Str. 2, jetzt Neu-Rössen b. Merseburg, Sachsenstr 4.

Herr Dr. Richard Vieweg, Charlottenburg, Guerickestr. 33, jetzt Charlottenburg, Kaiserin-Augusta-Allee 40 I, Aufgang IV Tr. 1.

Druckfehlerberichtigung.

In dem Aufsatz von O. Reeb (Nr. 10) soll es auf S. 391, rechte Spalte, Zeile 3 der Zusammenfassung heißen „durch Vorschalten" statt „durch Vorhalten".

Streichungen zum 31. Dezember 1923.

Herr Wilhelm Felsche, Leipzig-Gohlis.

Herr Dr.-Ing. Karl Mühlbrett, Hamburg 30, Hohe Waide 25.

Firma H. Schomburg & Söhne, Akt.-Ges. Margarethenhütte, ist sofort zu streichen.

Herr Dr. J. Schünemann, bisher Spandau, Pichelsdorferstraße 12, jetzt Wolfenbüttel, Reichsstraße 1.

Herr Dipl.-Ing. Edmund Wilzow, Leuna-Werke Neu-Rössen, Kreis Merseburg.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



Zeitschrift für technische Physik

1923 **Vierter Jahrgang** **Nr. 12**

INHALT:

Gesellschaftsnachrichten.

Auf Beschluß des Beirates und Vorstandes wird der Mitgliedsbeitrag für 1924 für deutsche und österreichische Mitglieder auf Gold-M. 10.— für das erste Halbjahr festgesetzt. Für Mitglieder in Groß-Berlin wird ein Zuschlag von Gold-M. 5.— für das erste Halbjahr erhoben. Die Zuschläge der Ortsgruppen werden von diesen den Ortsgruppen-Mitgliedern gesondert bekanntgegeben und direkt eingezogen.

Der Beitrag für korporative Mitglieder und Firmen beträgt Gold-M. 25.— für das erste Halbjahr.

Für ausländische Mitglieder beträgt der Jahresbeitrag für das ganze Jahr:

Dollar	5.—	Schweizer Francs	25.—
Shilling	21.—	Holländische Gulden	12 1/2
Schwedische Kronen	17 1/2	Lire	100.—
Dänische Kronen	26.—	Lei	900.—
Norwegische Kronen	30.—	Yen	10.—
Tschechische Kronen	150.—		

Nicht aufgeführte Länder in entsprechender Umrechnung. Für ausländische Firmen betragen die Beiträge das Zweieinhalbfache.

Die Beiträge sind im Laufe des Januar und Februar 1924 auf unser Bankkonto bei der Dresdner Bank, Wechselstube K II, Berlin-Friedenau, Südwestkorso 77 oder auf das Postscheckkonto unserer Gesellschaft Berlin Nr. 28765 gemäß beiliegender Zahlkarte zu überweisen, desgleichen die noch nicht gezahlten Umlagebeiträge für 1923 von Gold-M. 2.— für auswärtige, Gold-M. 3.— für Groß-Berliner Einzelmitglieder und Gold-M. 5.— für korporative Mitglieder und Firmen.

Sämtliche Mitglieder wollen in diesem Jahre die Mitgliedsbeiträge für die Hauptgesellschaft ausschließlich der Ortsgruppenzuschläge direkt an die Hauptgesellschaft in Berlin überführen.

Die bis zum 28. Februar 1924 nicht eingegangenen Beiträge werden satzungsgemäß durch Postauftrag erhoben.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik

gez. Dr. Gehlhoff
1. Vorsitzender.

gez. Dr. Mey
Schatzmeister.

Originalmitteilungen.

Über die Natur und Messung der durch Siemenssche Ozonröhren fließenden Wechselströme.

Von E. Warburg.

Vorgetragen in der Sitzung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik am 2. Nov. 1923.

1. Zur Untersuchung der Gesetzmäßigkeiten bei der chemischen Wirkung der stillen Entladung in Siemensschen Ozonröhren muß man die Stärke des durch solche Röhren fließenden Wechselstromes bestimmen. Zu diesem Zweck maßen Leithäuser und ich die Spannung V an den Enden eines in die Erdleitung der Röhre gelegten Widerstandes R_Q und setzten den Quotienten V/R_Q gleich der effektiven Stärke des Wechselstromes.[1]) Als ich aber bei der Fortsetzung dieser Versuche den Strom auch durch ein Thermokreuz maß, erhielt ich größere Werte als nach der Elektrometermethode und zwar bei Frequenz 50/sec 2—5 mal so große. So wurde es notwendig, die Natur und Messung jenes Stromes genauer zu untersuchen.

2. Ich benutzte zwei Thermokreuze 1 und 2 aus einem 0,015 mm dicken, den zu messenden Strom aufnehmenden Manganindraht (Widerstand für 1 20 Ω, für 2 28 Ω), quer zu welchem, mit der Lötstelle ihn berührend, ein drahtförmiges Thermoelement Manganin/Konstantan (Widerstand für 1 34 Ω, für 2 30 Ω) gelegt war. Die Drähte des Thermokreuzes befanden sich in einem evakuierten Glasrohr. Sei J die zu messende Stromstärke im Manganindraht, r der Widerstand eines kleinen Stücks s desselben an der Lötstelle des Thermoelements, Θ die Übertemperatur der Lötstelle, so ist für den stationären, schnell sich einstellenden Temperaturzustand

$$\frac{1}{T} \cdot \int_0^T J^2 r\, dt = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T f(\Theta)\, dt$$

oder

$$r \cdot J_{\text{eff.}}^2 = \overline{f(\Theta)}, \tag{1}$$

wo $f(\Theta)\,dt$ die von s während der Zeit dt an die Umgebung abgegebene Wärmemenge und $\overline{f(\Theta)}$ den auf die Periode T bezogenen Mittelwert von $f(\Theta)$ bedeutet. Setzt man ferner die EMK. des Thermoelements gleich $\varphi(\Theta)$, J_G und R_G gleich Stromstärke und Widerstand für den Galvanometerkreis, so ist

$$R_G J_G = \frac{1}{T}\int_0^T \varphi(\Theta)\, dt$$

oder

$$R_G J_G = \overline{\varphi(\Theta)}. \tag{2}$$

Ist nun

$$f(\Theta) = h \cdot \Theta, \quad \varphi(\Theta) = e_1\, \Theta, \tag{3}$$

d. h. gilt das Newtonsche Abkühlungsgesetz und ist die EMK. des Thermoelements der Übertemperatur proportional, so folgt aus (1) und (2) $r \cdot J_{\text{eff.}}^2 = h\, R_G\, J_G / e_1$ und man kann schreiben, indem a_G den Wert von J_G in Skalenteilen bedeutet

$$\left.\begin{aligned} J_{\text{eff.}} &= D \cdot \sqrt{a_G} \\ D &= \varDelta \cdot \sqrt{R_G} \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

wo $\varDelta$, von a und R_G unabhängig, die Konstante des Thermokreuzes bei der benutzten Galvanometerempfindlichkeit ist. In diesem Fall hängt also a_G nur von $J_{\text{eff.}}$ ab, ist also bei gleichem $J_{\text{eff.}}$ unabhängig von dem zeitlichen Verlauf des Stromes während einer Periode. Dies ist aber nur für so kleine Übertemperaturen Θ verbürgt, daß die Gleichungen (3) zutreffen. Zur Berechnung von Θ dient (2) wo $J_G = a_G \cdot 1{,}63 \cdot 10^{-9}$ Amp., da für das benutzte Panzergalvanometer 1 Skalenteil $1{,}63 \cdot 10^{-9}$ Amp. entsprach, ferner $\varphi(\Theta) = e_1 \cdot \Theta$ und für Manganin/Konstantan $e_1 = 41 \cdot 10^{-6}$ Volt/Grad. Die Eichung, d. h. die Bestimmung von D bzw. $\varDelta$ in (4) geschieht mit Gleichstrom[1]); je nach der Stärke des zu messenden Stromes J mußten Widerstände Z in den Galvanometerkreis eingeschaltet werden. Tabelle 1 gibt Eichungsergebnisse für Thermokreuz 1.

Tabelle 1.

Z	R_G	a_G	Θ	$\varDelta$
50	94	225	0,53	7,42
100	144	165	0,60	7,38
200	244	177	1,09	7,39
400	444	190	2,12	7,37
2000	2044	236	12,13	7,48

$\varDelta$ erweist sich bis zu Übertemperaturen von 12° hinreichend konstant. Höhere Übertemperaturen kamen nur ausnahmsweise bei den Versuchen vor. Das Thermokreuz gibt also die effektive Stromstärke des den Manganindraht durchfließenden Stromes richtig an. S. auch § 15.

[1]) E. Warburg u. B. Leithäuser, Ann. d. Phys. (4) Bd. 28, S. 9, 20 (1909).

[1]) Man erhält je nach der Richtung des Gleichstroms etwas verschiedene Werte a_G, aus denen man das Mittel nimmt.



3. Bei der Elektrometermethode wurden Spannungen von 60—200 Volt durch das von Leithäuser und mir benutzte Multizellularelektrometer gemessen; gewöhnlich aber handelte es sich um Spannungen bis 9 Volt, die durch ein in der Reichsanstalt nach den Angaben von Orlich und H. Schultze[1]) gebautes und benutztes Quadrantelektrometer in idiostatischer Schaltung ermittelt wurden. Ist $2s$ die doppelte Nadelablenkung in Skalenteilen, so ist die Spannung $V = A \cdot \sqrt{2s}$, wo A durch Gleichspannung gefunden wird. Ein nach Silow[2]) gebautes Quadrantelektrometer ergab für die Spannung an den Enden des Widerstandes R_Q (§ 1) dieselben Werte, mochte es mit Luft oder Benzol gefüllt sein und stimmte jedesmal nach vorheriger Eichung mit dem Multizellularelektrometer überein; die Ausschläge sind bei der Füllung mit Benzol $1/\sqrt{\varepsilon}$-mal so groß als bei der Füllung mit Luft, wo ε die Dielektrizitätskonstante des Benzols. Das idiostatisch geschaltete Elektrometer gibt also den Effektivwert der Spannung an den Enden des Widerstandes R_Q richtig an.

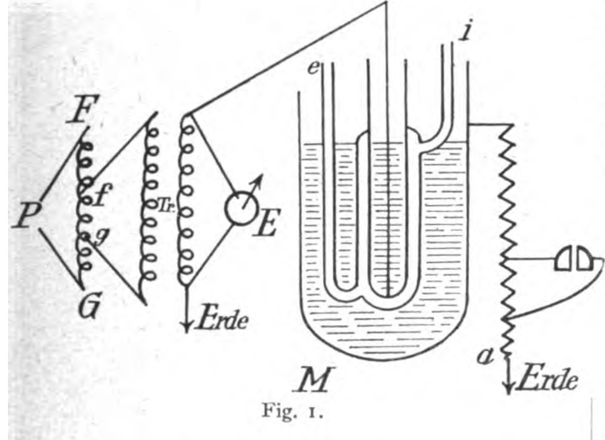


Fig. 1.

4. Fig. 1 zeigt die Versuchsanordnung. FG ist ein Autotransformator, welcher die primäre Wechselspannung P aufnimmt. Von zwei Punkten f, g, deren Spannung $P \cdot fg/FG$ ist, zweigt man zu der Primärwicklung des Versuchstransformators Tr ab und erhält so bei Frequenz 50 zwischen den Enden der Sekundärspule Spannungen von 3000 bis 10000 Volt eff., welche durch das Elektrometer E gemessen werden. Die Belegungen der Ozonröhre bestanden aus verdünnter Salzlösung, die die äußere Belegung bildende Lösung befand sich in einem Messingzylinder M. Sauerstoff oder, seitdem Sauerstoff nicht mehr erhältlich war, atmosphärische Luft tritt aus Bomben über Vorlagen von Kaliumpermanganatlösung, Schwefelsäure und Phosphorpentoxyd bei i ein und gelangt von e in eine Jodkaliumvorlage, aus der das Gas über ein enges Rohr in die Zimmerluft austritt. Der Druckabfall in diesem Rohr wird an einem Wassermanometer abgelesen und dient zur Beobachtung, oder auch, nach vorheriger Eichung, zur Messung der Geschwindigkeit u des Gasstromes; es wurden meist Geschwindigkeiten u von 1—3 Lit/Min. benutzt. Es standen 4 Ozonröhren I—IV zur Verfügung und es betrug die Dicke d des Entladungsraums bei Rohr

	IV	I	III	II
d (mm)	1	1,54	2,0	3,5

I, II, IV bestanden aus Thüringer Glas, III aus Glas 59 III. Die meisten Versuche wurden mit Rohr IV angestellt.

5. Die folgenden Versuche zeigen die im § 1 erwähnte Abweichung zwischen den Angaben des Thermokreuzes und des Elektrometers. Das Thermokreuz lag bei a an dem geerdeten Ende des in die Erdleitung der Ozonröhre gelegten Widerstandes R. a ist die Galvanometerablenkung bei der Messung mit dem Thermokreuz, R_Q der Teil von R, welchem das Quadrantelektrometer parallel geschaltet war, J_Q und J_{Th} bzw. die Stromstärke nach dem Quadrantelektrometer und nach dem Thermokreuz. Die an der Ozonröhre liegende Spannung E ist etwas, nämlich um $J \cdot R$ kleiner als die an den Enden der Sekundärspule des Transformators Tr wirkende, von dem Elektrometer E Fig. 1 angegebene Spannung E_0.

Tabelle 2.

Rohr IV. Sauerstoff. Freq. 50. 10. Okt. 1922.

E_0 (Volt)	R (Ohm)	R_Q (Ohm)	Z (Ohm)	A	D	a	$2s$	$J_{Th} \cdot 10^6$	$J_Q \cdot 10^6$	J_{Th}/J_Q
9800	17 000	10 000	350	0,592	126,2	427	197	2608	831	3,14
9800	307 000	10 000	350	0,592	126,2	126	157	1418	742	1,91

Die folgende Tabelle enthält die Ergebnisse solcher Versuche für verschiedene Spannungen.

Tabelle 3.

Rohr IV. Sauerstoff. Freq. 50. 10. Okt. 1922.

$R = 17\,000$					$R = 307\,000$				
E_0	E	$J_Q \cdot 10^6$	$J_{Th} \cdot 10^6$	J_{Th}/J_Q	E_0	E	$J_Q \cdot 10^6$	$J_{Th} \cdot 10^6$	J_{Th}/J_Q
9800	9750	831	2664	3,21	9720	9290	732	1398	1,91
8230	8190	701	2263	3,23	8230	7860	610	1195	1,96
6670	6640	529	1777	3,36	6630	6340	469	948	2,02
4800	4780	326	1203	3,03	4850	4670	266	589	2,21

Das Verhältnis J_{Th}/J_Q steigt mit abnehmender Spannung ein wenig an, wächst aber sehr erheblich mit abnehmendem Widerstand R (vgl. §§ 13 u. 15).

[1]) H. Schultze, Zeitschr. f. Instrumentenkunde (1907), 27. Jahrg., S. 65.

[2]) R. Silow, Pogg. Ann. 156 (1875), S. 389.

Weitere Aufschlüsse über das fragliche Verhältnis geben die folgenden Versuche, die sämtlich mit atmosphärischer Luft angestellt sind.

Tabelle 4.
Atmosphärische Luft. Okt. 1923.

Frequenz	Rohr	d (mm)	E_0	R	J_Q	J_{Th}	J_{Th}/J_Q
50	IV	1	8450	313 520	608	1310	2,15
50	I	1,54	8550	313 520	700	2267	3,23
50	II	3,5	8100	313 520	705	4010	5,70

Tabelle 5.
Atmosphärisehe Luft. Okt. 1923.

Frequenz	Rohr	d (mm)	E_0	R	J_Q	J_{Th}	J_{Th}/J_Q
50	IV	1	8370	50 000	755	2387	3,16
50	IV	1	8450	313 520	608	1310	2,15
50	I	1,54	5050	50 000	484	2571	5,31
50	I	1,54	6320	313 520	504	1897	3,76

Tabelle 6.
Atmosphärische Luft. Okt. 1923.

Frequenz	Rohr	d (mm)	E_0	R	J_Q	J_{Th}	J_{Th}/J_Q
500	IV	1	4700	313 520	1744	2350	1,35
500	I	1,54	5075	313 520	1545	2937	1,90

Tabelle 7.
Atmosphärische Luft. Okt. 1923.

Frequenz	Rohr	d (mm)	E_0	R	J_Q	J_{Th}	J_{Th}/J_Q
50	III	2,00	8420	313 520	492	1541	3,13
500	III	2,00	7200	313 520	1873	3091	1,65

Tabelle 8.
Atmosphärische Luft. Okt. 1923.

Frequenz	Rohr	d (mm)	E_0	R	J_Q	J_{Th}	J_{Th}/J_Q
50	I	1,54	6320	313 520	504	1897	3,76
50	III	2,00	8420	311 520	492	1541	3,13
500	I	1,54	5075	313 520	1545	2937	1,90
500	III	2,00	7200	313 520	1873	3091	1,65

Das Verhältnis J_{Th}/J_Q steigt nach Tab. 4 erheblich mit wachsender Dicke des Entladungsraums; es nimmt nach Tab. 5 für Rohr I ebenso wie für Rohr IV mit wachsendem Widerstand R ab; es ist nach Tab. 6 für Freq. 500 erheblich kleiner als für Freq. 50; es ist endlich, wie der Vergleich der Tab. 5 mit Tab. 3 zeigt, für atmosphärische Luft ungefähr ebenso groß wie für Sauerstoff.

Eine Ausnahmestellung nimmt das Rohr III ein. Der Einfluß der Frequenz ist zwar nach Tab. 7 hier der gleiche wie bei den anderen Röhren, aber das Verhältnis J_{Th}/J_Q ist nach Tab. 8 für Rohr III kleiner als für Rohr I, obgleich III dickeren Entladungsraum als I besitzt. Dieses abweichende Verhalten ist dem Umstand zuzuschreiben, daß III aus Glas 59 III, die anderen Röhren aber aus gewöhnlichem Thüringer Glase bestehen.

6. Wenn, wie hier, ein Wechselstrom J einen Widerstand R mit parallel geschaltetem Elektrometer durchfließt, so tritt wegen der Elektrometerkapazität immer ein Teil von J als Ladungs- und Entladungsstrom, wie wir kurz sagen wollen, als Kapazitätsstrom in den Elektrometerzweig ein. Ferner ist wegen der verteilten Kapazität des Widerstandes R auch ein Teil des Stromes im Widerstandszweig Kapazitätsstrom. Für die Elektrometermethode gehen nun diese Kapazitätsströme verloren, denn diese Methode gibt nach § 3 den Leitungsstrom V/R_Q im Widerstandszweig an, während das Thermokreuz den ganzen Strom J angibt. Es ist also $J_{Th} > J_Q$ und es fragt sich, ob die großen beobachteten Unterschiede zwischen J_{Th} und J_Q auf dem Einfluß der erwähnten Kapazitätsströme beruhen. Dieser Einfluß wächst mit wachsender Frequenz des Wechselstroms und wird bei hinreichend kleiner Frequenz unmerklich. Da nun der Strom durch die Ozonröhre bei Frequenz 50 weit von der Sinusform abweicht, also neben der Grundschwingung Oberschwingungen enthält, so muß man, um die aufgeworfene Frage zu prüfen, die Versuche mit sinusförmigen Strömen verschiedener Frequenz beginnen.

7. Sinusförmige Ströme der Frequenz 50 erhielt ich, indem ich das Ozonrohr durch einen Ohmschen Widerstand von einigen Megohm, gebildet nach Hittorf aus einer Lösung von Jodcadmium in Amylalkohol, ersetzte. Nach oszillographischer Aufnahme waren in diesem Fall sowohl die Spannung der Frequenz 50 als auch der Strom merklich sinusförmig. Hierunter folgen die Ergebnisse für zwei Stromstärken.

Tabelle 9.
Freq. 50. 7—9. Febr. 1923.

E_0	R	J_Q	J_{Th}	J_{Th}/J_Q
4650	17 000	1539	1704	1,11
4750	17 000	974	1084	1,11

Das Thermokreuz gibt nur um 11 Proz. höhere Werte als das Elektrometer. Die Ursache des verhältnismäßig unbedeutenden Unterschiedes habe ich nicht ermittelt.

8. Andere Ergebnisse erhielt ich mit Kreisfrequenzen von der Größenordnung 10^6/sec, dabei konnten durch Kombination der mit Elektrometer und Thermokreuz vorgenommenen Messungen die kleinen Kapazitäten des Elektrometers und des Widerstandes R ermittelt werden. Zur Herstellung nahezu sinusförmiger Ströme von hoher und bekannter Frequenz dienten zwei von den Herren Giebe und Alberti zur Verfügung gestellte Laboratoriumssender, die Einstellungen auf die gewünschte Wellenlänge führte Hr. Schüler für mich aus. Mit der stromführenden Spule des Senders war eine kleine Spule K (Fig. 2) so gekoppelt, daß in dieser eine EMK. von passender Größe entstand. Die Spule K war durch den Widerstand R mit parallel geschaltetem Elektrometer geschlossen. Von den drei Punktpaaren a, d; b, d; c, d (Fig. 2)

wird jedesmal eines durch das Thermokreuz verbunden, während man die beiden anderen kurz schließt. Je nachdem das Thermokreuz zwischen *c* und *d*, *a* und *d* oder *b* und *d* gelegt ist, gibt es die Effektivwerte des unverzweigten Stromes (J_0) oder der Ströme in den Zweigen 1 bzw. 2 an (J_1, J_2). Die Herstellung der verschiedenen Verbindungen durch einen Umschalter U_1 zeigt Fig. 2a für die verschiedenen Fälle, während der Umschalter U_2 dazu dient, die verschiedenen Elektro-

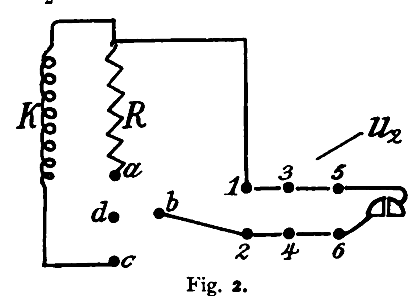


Fig. 2.

meterverbindungen nach H. Schultze herzustellen; 3 ist mit Nadel und Gehäuse, 5 ist mit dem einen, 6 mit dem andern Quadrantenpaar verbunden. Als Widerstand R diente erstens, zur Erzielung einer möglichst kleinen verteilten Kapazität, ein

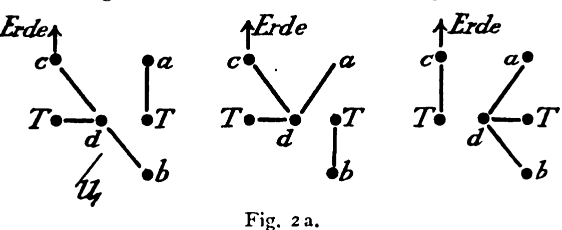


Fig. 2a.

0,015 mm dicker Konstantandraht von 8500 Ohm, aufgespannt auf ein Glimmerkreuz nach Art der zu Temperaturmessungen dienenden Platindrähte; zweitens 10000 Ohm aus einem Widerstandskasten von Wolff, drittens eine 10000 Ohmbüchse mit Chaperonwicklung. Diese Widerstände sind im folgenden durch Gl., Rh., Ch. bezeichnet.

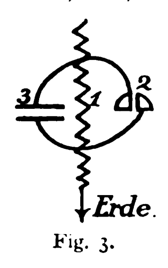


Fig. 3.

9. Indem man die verteilte Kapazität des Widerstandes R als eine zu R parallel geschaltete Kapazität C_3 behandelt, ergibt sich das durch Fig. 3 dargestellte Schema des Versuchs. Sei die Stärke des in die Verzweigung eintretenden Stromes

$$J_0 = J_0^0 \sin \omega t. \qquad (5)$$

Die Ströme durch die Zweige 1, 2, 3 seien bzw. durch J_1', J_2, J_3' bezeichnet. Dann ist

$$J_0 = J_1' + J_2 + J_3', \quad J_1' = V/R, \quad J_2 = C_2 \cdot \dot{V}, \quad J_3' = C_3 \cdot \dot{V},$$

mithin

$$J_0 = J_0^0 \sin \omega t = V/R + (C_2 + C_3)\dot{V}.$$

Indem man diese Gleichung in bekannter Weise durch die Annahmen $J_0 = J_0^0 e^{\omega i t}$, $V = \mathfrak{V} \cdot e^{\omega i t}$ integriert und $C_2 + C_3 = \Sigma C$ setzt, erhält man

$$\left.\begin{aligned} V &= \frac{J_0^0 R}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 (\Sigma C)^2}} \cdot \sin(\omega t - \varphi) \\ &= V_0^0 \cdot \sin(\omega t - \varphi); \quad \operatorname{tg} \varphi = \omega R \Sigma C, \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

$$\left.\begin{aligned} J_2' &= \frac{J_0^0 C_2 \omega R}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 (\Sigma C)^2}} \cdot \cos(\omega t - \varphi) \\ &= J_2^0 \cdot \cos(\omega t - \varphi), \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

$$\left.\begin{aligned} J_1' &= \frac{J_0^0}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 (\Sigma C)^2}} \cdot \sin(\omega t - \varphi) \\ &= J_1'^0 \cdot \sin(\omega t - \varphi), \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

$$\left.\begin{aligned} J_3' &= \frac{J_0^0 C_3 \omega R}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 (\Sigma C)^2}} \cdot \cos(\omega t - \varphi) \\ &= J_3'^0 \cdot \cos(\omega t - \varphi). \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

Beobachtet wird die Resultante $J_1 = J_1' + J_3'$, deren Scheitelwert

$$J_1^0 = \frac{J_0^0 \cdot \sqrt{1 + C_3^2 \omega^2 R^2}}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 (\Sigma C)^2}}. \qquad (10)$$

Der Scheitelwert des vom Elektrometer angegebenen, durch R fließenden Leitungsstroms J_Q ist

$$J_Q^0 = \frac{V^0}{R} = \frac{J_0^0}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 (\Sigma C)^2}}. \qquad (11)$$

Sei nun

$$k_0 = \frac{J_0^0}{J_Q^0}, \quad k_1 = \frac{J_1^0}{J_Q^0}, \quad k_2 = \frac{J_2^0}{J_Q^0}. \qquad (12)$$

Da bei sinusförmigen Strömen die Scheitelwerte sich wie die Effektivwerte verhalten, so sind die k als die Verhältnisse der betreffenden Effektivwerte durch die Beobachtung gegeben, und man erhält aus (7), (10), (11):

$$\left.\begin{aligned} k_0 &= \sqrt{1 + \omega^2 R^2 (\Sigma C)^2}, \\ k_1 &= \sqrt{1 + C_3^2 \omega^2 R^2}, \\ k_2 &= C_2 \omega R \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

und daraus

$$\left.\begin{aligned} C_3 &= \frac{\sqrt{k_1^2 - 1}}{\omega R}, \\ C_2 &= \frac{k_2}{\omega R}. \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

Aus den Gleichungen (14) ergeben sich also die Elektrometerkapazität C_2 und die verteilte Kapazität des Widerstandes R, und zwar in absolutem, elektromagnetischem Maß, wenn R in solchem ausgedrückt wird, durch Multiplikation mit $9 \cdot 10^{20}$ in elektrostatischem Maß oder Zentimetern.

10. Die Tab. 10 enthält die Ergebnisse der Versuche für drei verschiedene Wellenlängen λ oder Kreisfrequenzen ω.

Tabelle 10.

R	$J_0 \cdot 10^6$	$J_1 \cdot 10^6$	$J_2 \cdot 10^6$	$J_Q \cdot 10^6$	k_0	k_1	k_2	C_2 (cm)	C_3 (cm)
$\lambda = 1840$ m. $\omega = 1{,}024 \cdot 10^6$. April 1923.									
Gl.	1138	998	785	897	1,27	1,11	0,875	90	50
Rh.	1414	952	667	684	2,07	1,39	0,975	85	85
Ch.	6527	5600	1346	817	7,99	6,85	1,65	145	596
$\lambda = 920$ m. $\omega = 2{,}048 \cdot 10^6$. April 1923.									
Gl.	2137	1012	1875	902	2,37	1,12	2,08	107	26
Rh.	2811	1469	1598	662	4,25	2,22	2,42	106	87
Ch.	4960	4208	1010	430	11,5	9,78	2,35	103	428
$\lambda = 400$ m. $\omega = 4{,}71 \cdot 10^6$. April 1923.									
Gl.	5450	1685	5158	939	5,50	1,79	5,50	124	33
Rh.	6899	2692	5181	829	8,32	3,25	6,25	119	60
Ch.	6657	4968	2592	338	19,7	14,70	7,67	147	280

Die erste Kolumne enthält die verschiedenen benutzten Widerstände R (18), es folgen die Effektivwerte der Stromstärken J, die Werte k und die nach den Gleichungen (14) berechneten Werte der Kapazität C_2 des Elektrometers und der Kapazität C_3 des Widerstandes R in Zentimetern. Für C_2 sollte sich aus allen Versuchen der gleiche Wert ergeben, doch sind die Abweichungen unter den neun beobachteten Werten ziemlich groß, als Mittel findet man

$$C_2 = 103 \text{ cm}.$$

C_3 sollte sich unabhängig von der zur Bestimmung benutzten Wellenlänge ergeben, auch hier sind die Abweichungen beträchtlich, die Mittelwerte sind

	C_3
Gl.	36
Rh.	77
Ch.	435.

Bezüglich der erwähnten Abweichungen bemerke ich, daß die Versuche in verschiedener Beziehung gewisse Unstimmigkeiten zeigten, welche ich hier übergehe und welche man studieren muß, wenn man die Methode zu genauerer Bestimmung kleiner Kapazitäten verwenden will. Indessen genügen die Versuche durchaus für den hier verfolgten Zweck. In erster Linie handelt es sich um das Verhältnis k_0, d. i. das Verhältnis des ganzen vom Thermokreuz angegebenen Wechselstroms zu dem vom Elektrometer angegebenen Leitungsstrom durch den Widerstand R. Man bemerkt, daß dieses Verhältnis, welches für Frequenz 50 nahezu der Einheit gleich gefunden ist, für die hier benutzten hohen Frequenzen sehr erhebliche Werte erreicht, mit wachsender Frequenz und wachsender Kapazität C_3 des Widerstandes R stark anwächst und bei einer Kreisfrequenz von $4{,}71 \cdot 10^6$ für die Büchse Ch. von der Kapazität 435 cm den Wert 19,7 erreicht. Hier also versagt die Elektrometermethode vollständig für die Bestimmung des ganzen Stroms. Ferner bemerkt man, daß auch k_1, d. i. das Verhältnis des **ganzen** Stroms im Widerstandszweig zu dem **Leitungsstrom** in diesem Zweig, erheblich größere Werte als 1 erreicht, was nach Gleichungen (12) nur von dem Kapazitätsstrom im Widerstandszweig, also nur von der Kapazität C_3 herrührt, während k_0 von $C_2 + C_3$ abhängt. Daher ist immer $k_0 > k_1$. Nach (13) kann k_0 aus $\Sigma C = C_2 + C_3$ berechnet werden. Die Übereinstimmung läßt viel zu wünschen übrig, geht aber doch, besonders für $\lambda = 920$ m, so weit, daß an der Richtigkeit der Theorie nicht zu zweifeln ist.

11. Es fragt sich nun, ob auch für den eine Ozonröhre durchfließenden Wechselstrom der im § 5 geschilderte Unterschied in den Angaben des Thermokreuzes und des Elektrometers von den Kapazitätsströmen herrührt. Bejahendenfalls kann dies nur von hochfrequenten Oberschwingungen herkommen. Wir führen die Untersuchung für Frequenz 50, für welche der erwähnte Unterschied sehr groß gefunden ist (§ 5). Wechselströme der Frequenz 50 in einer Ozonröhre weichen stark von der Sinusform ab, auch wenn die angelegte Wechselspannung sinusförmig ist. Dies wurde schon von **Leithäuser** und mir mittels der **Braunschen** Röhre festgestellt[1]) und durch oszillographische Aufnahmen, welche Dr. **Alberti** für mich ausführte, bestätigt. Diese Aufnahmen fallen unter denselben elektrischen Bedingungen je nach dem Zustand der Ozonröhre etwas verschieden aus, lassen aber das zeitweise Aussetzen des den Entladungsraum durchfließenden Leitungsstromes an dem plötzlichen Sinken der Stromstärke deutlich erkennen. Da indessen die Eigenfrequenz der Oszillographenschleife 1800/sec betrug, so konnte sie hochfrequenten Oberschwingungen einer Kreisfrequenz von 10^5 bis 10^6 nicht folgen. Zur Beantwortung der Frage, ob solche vorhanden sind, führte eine andere Methode zum Ziel, nämlich die Untersuchung des Verhältnisses, in welchem der Strom zwischen einem Widerstand und einer größeren parallel geschalteten Kapazität sich teilt. Bei einem Versuch mit der Ozonröhre IV wurden

[1]) E. **Warburg** und G. **Leithäuser**, Ann. d. Phys. [4] **28** (1909), S. 8.

0,01 mf einem in die Erdleitung der Röhre gelegten Widerstand R von 2000 Ohm parallel geschaltet und die Ströme im Widerstandszweig (1) sowie im Kapazitätszweig (2) durch ein Thermokreuz gemessen, wobei sich die Effektivwerte $1739 \cdot 10^{-6}$ und $3826 \cdot 10^{-6}$ ergaben. Es war also $J_2^0/J_1^0 = 3826/1739 = 2,2$. Andererseits ist nach den Gleichungen (7) und (10) für sinusförmige Ströme

$$\frac{J_2^0}{J_1^0} = \frac{C_2 R \omega}{\sqrt{1 + C_3^2 R^2 \omega^2}}. \qquad (15)$$

Für $\omega = 314$ (Frequenz 50) wird

$$R C_2 \omega = 2 \cdot 10^{12} \cdot 10^{-17} \cdot 314 = 0,63 \cdot 10^{-2}.$$

Da der Nenner in dem obigen Ausdruck merklich 1 ist, so gehen von der Grundschwingung nur 0,6% in den Kapazitätszweig 2 hinein. Es folgt daraus, daß der beobachtete Wert von J_2^0 fast nur von den Oberschwingungen herrührt und daß deren Effektivwert größer ist als der der Grundschwingung.

Bezieht man Gleichung (15) auf die sinusförmig gedachten Oberschwingungen, so ist $J_1^0 < 1739$, da in den beobachteten Wert von J_1^0 fast die ganze Grundschwingung eingeht. Setzt man $J_2^0/J_1^0 = \beta$, so ist also $\beta > 2,2$. Aus (15) folgt:

$$\omega = \frac{\beta}{R C_2 \cdot \sqrt{1 - \left(\beta \frac{C_3}{C_2}\right)^2}}. \qquad (16)$$

Da der Radikand merklich gleich 1 ist, folgt

$$\omega > 2,2/R C_2 \quad \text{oder} \quad \omega > 1,1 \cdot 10^5.$$

Es sind also sehr hochfrequente Oberschwingungen in großer Intensität vorhanden.

Es wurden nun mit dem Strom durch die Ozonröhre IV dieselben Versuche angestellt, wie mit den sinusförmigen hochfrequenten Wechselströmen nach § 10. Die Ergebnisse waren folgende:

Tabelle 11.

Rohr IV. Atm. Luft. Frequenz 50. $E = 6670$. $R = R_Q = 10000$. April 1923.

R	$J_0 \cdot 10^6$	$J_1 \cdot 10^6$	$J_2 \cdot 10^6$	$J_Q \cdot 10^6$	k_0	k_1	k_2
Gl. . .	3088	1201	2920	782	3,95	1,54	3,73
Rh. .	3452	1980	3320	736	4,69	2,69	4,51
Ch.. .	3584	2700	1650	507	7,07	5,32	3,25

Wie man sieht, verlaufen die Versuche ganz ähnlich denen des § 10 und insbesondere steigen die Verhältnisse k_0 und k_1 stark mit der Kapazität des Widerstandes R. Dies entspricht den Gleichungen (13) und beweist unzweifelhaft, daß der Unterschied in den Angaben des Elektrometers und des Thermokreuzes, um dessen Erklärung es sich handelt, von den Kapazitätsströmen der Oberschwingungen im Elektrometer und im Widerstand R herrührt. Auch ist wieder, wie es sein muß, $k_0 > k_1$. Wären die Oberschwingungen allein vorhanden, so würden die Werte k_0 größer ausfallen. Vergleicht man, dies in Betracht ziehend, Tab. 8 mit Tab. 7, so kommt man zu dem Schluß, daß die Kreisfrequenz der Oberschwingungen im Mittel größer als 10^6/sec ist.

12. Um die Oberschwingungen von der Grundschwingung (Frequenz 50) zu trennen, kann man eine etwas größere Kapazität C, z. B. von 0,1 mf, dem Widerstand R_Q parallel legen. Man hat in diesem Fall nach § 9, wenn man die Stromstärke in dem Zweig der Kapazität C durch J_C bezeichnet:

$$J_1^0 = J_0^0 \cdot \sqrt{\frac{1 + (C_3 R_Q \omega)^2}{1 + (R_Q \omega \Sigma C)^2}},$$

$$J_1'^0 = J_0^0 \cdot \sqrt{\frac{1}{1 + (R_Q \omega \Sigma C)^2}},$$

$$J_C^0 = J_0^0 \cdot \frac{R_Q \omega C}{\sqrt{1 + (R_Q \omega \Sigma C)^2}}.$$

Diese Gleichungen gelten zunächst für Sinusschwingungen. Wenn indessen ein nicht sinusförmiger Strom sich zwischen einem Widerstand und einer parallel geschalteten Kapazität verzweigt, so sind die Zweigströme gleich der Summe der Ströme, welche die Sinusströme, jeder für sich, hervorbringen würden, und dasselbe gilt für die Effektivwerte. Man kann daher die obigen Formeln zur Berechnung der Zweigströme für den vorliegenden Fall verwerten. Die Tab. 12 gibt die Berechnung der Zweigströme für $R_Q = 10000$ Ohm aus Wolffschem Rheostaten, also $C_3 = 77$ cm. Ferner $C_2 = 103$ cm, $C = 0,1$ mf, also $C R_Q = 10^{-3}$, $C_3 R_Q = 8,6 \cdot 10^{-7}$.

Tabelle 12.

Frequenz 50. $R_Q = 10000$.

ω	$\omega R_Q C_3$	$\omega R_Q C$	$\frac{J_1^0}{J_0^0}$	$\frac{J_1'^0}{J_0^0}$	$\frac{V^0}{J_0^0 R_Q}$	$\frac{J_C^0}{J_0^0}$
10^5	0,086	100	$\frac{1,004}{100}$	$\frac{1}{100}$	$\frac{1}{100}$	1
10^6	0,86	1000	$\frac{1,32}{1000}$	$\frac{1}{1000}$	$\frac{1}{1000}$	1
314	$0,27 \cdot 10^{-3}$	0,314	$\frac{1}{1,049}$	$\frac{1}{1,049}$	$\frac{1}{1,049}$	0,299

Aus dieser Tabelle geht hervor, daß Kreisfrequenzen von 10^5 und 10^6 fast ganz in die Kapazität 0,1 mf hineingehen und nur bzw. 1% und 1‰ als Leitungsstrom in dem Widerstand R_Q auftritt. Der Leitungsstrom für die Grundschwingung $\omega = 314$ wird zwar durch die parallel geschaltete Kapazität geschwächt, ergibt sich aber

aus den Formeln als

$$J_{0,\,\omega=314} = \frac{V \cdot \sqrt{1 + (\omega R_Q C)^2}}{R_Q}. \qquad (17)$$

Hierbei ist angenommen, daß die Spannung V durch die Oberschwingungen nicht merklich beeinflußt wird. Nun ist für Rohr IV und $R = 17000$ der ganze mit dem Thermokreuz gemessene Strom J^0 noch nicht 4mal so groß als J_Q (§ 5). Man begeht also hier für eine Oberschwingung $\omega = 10^6$ nur einen Fehler von einigen Promille, wenn man den Einfluß der Oberschwingungen auf die Spannung V vernachlässigt. Für größere Dicken des Entladungsraumes wird der Fehler größer (§ 5). In den folgenden Versuchen sind verschiedene Kapazitäten C angewandt und die Effektivwerte der Grundschwingung nach (17) berechnet.

Tabelle 13.

Rohr IV. Atmosphärische Luft. Freq 50. $E = 9670$. $R = 150000$. $R_Q = 10000$ $A = 0{,}605$. 9. September 1922.

C mf	$1 + (R_Q C \omega)^2_{\omega=314}$	$2s$	$J_1{'}^0 = V^0/R_Q$	J_0^0
0	1	134	701	—
0,1	1,099	108	629	659
0,2	1,394	78,5	536	633
0,4	2,578	41,5	390	626

Tabelle 14.

Rohr IV. Atmosphärische Luft. Freq. 50. $E = 8180$. $R = 10000$. $R_Q = 10000$. $A = 0{,}6268$. 12. Juni 1923.

C	$1 + (R_Q C \omega)^2$	$2s$	$J_1{'}^0 = V^0/R_Q$	J_0^0
0	—	226	941	—
0,1	1,099	115	671	703
0,2	1,394	86,5	583	689

Die Werte der letzten Kolumne sollten unabhängig von C sein. In die Tabellen ist auch der Wert des Leitungsstromes J_1' für $C = 0$ aufgenommen. Hier wird der Einfluß der Oberschwingungen auf den Leitungsstrom nur durch die Kapazitäten des Elektrometers und des Widerstandes R_Q abgeschwächt, in welche ein Teil der Oberschwingungen als Kapazitätsstrom hineingeht. Dieser Teil ist beträchtlich, wie aus den abweichenden Angaben des Thermokreuzes (§ 5) hervorgeht. Für die Reihe Tab. 14 sind die Oberschwingungen stärker entwickelt als für die Reihe Tab. 13, da der Widerstand R für jene nur $^1/_{15}$mal so groß ist als für diese (§ 5); daher die Abweichungen zwischen $J_1{'}^0_{(C=0)}$ und J_0^0 in Tab. 14 größer als in Tab. 13. Leithäuser und ich führten die elektrometrischen Strommessungen mit $C = 0$ aus, unsere Werte erfordern daher, wenn auf die Stärke der Grundschwingung bezogen, eine Korrektion, welche für die Frequenz 50 viel größer ist als für die Frequenz 500.

13. Wenn man also dem Widerstand R_Q eine größere Kapazität C parallel legt, so rührt der Leitungsstrom J_1' in R_Q nur von der Grundschwingung, der Kapazitätsstrom in C nur von den Oberschwingungen her und man kann nun den Einfluß von Widerstand und Induktivität in der Erdleitung der Ozonröhre auf Grund- und Oberschwingung getrennt untersuchen. Es ergab sich hierüber folgendes.

Tabelle 15.

Rohr IV. Atmosphärischr Luft. Freq. 50. $C = 0{,}1$ mf. $R_Q = 10000$. $A = 0{,}6268$. 12. Juni 1923.

R	$2s$	$J_1{'}^0$
10 000	115	672
150 000	107	648

Erhöhung von R auf das 15fache brachte also eine Abnahme von nur $3{,}5\,^0/_0$ in der Intensität der Grundschwingung hervor, wovon ein Teil auf Rechnung der um 90 Volt verminderten Spannung zwischen den Belegungen der Ozonröhre kommt.

Ferner legte ich vor den Widerstand von 10000 Ohm auf Seite der Ozonröhre die Sekundärspule eines kleinen Induktoriums, welche nach Messung von Dr. Engelhardt, bei einem Widerstand von 2660 Ohm, bei 0,001 und 0,005 Amp. eine Induktivität von 21 bzw. 22 Henry besaß. Nach Ausschaltung des Induktoriums schaltete ich 3000 Ohm zu, um in beiden Fällen nahe gleichen Widerstand zu haben.

Tabelle 16.

Rohr IV. Atmosphärische Luft. Freq. 50. $C = 0{,}1$ mf. $R_Q = 10000$. 12. Juni 1923.

R	Induktivität	$2s$	$J_1{'}^0$
12 660	21 Henry	115	672
13 000	0	107	648

Ist also überhaupt ein Einfluß der Induktivität auf die Grundschwingung vorhanden, so ist er nicht größer als $3{,}5\,^0/_0$.

Tabelle 17.

Rohr IV. Atmosphärische Luft Freq. 50 $C = 0{,}1$ mf. $R_Q = 10000$. $E = 6570$. $Z = 1000$. $D = 173$. 12. Juni 1923.

R	Indukt.	a	J_{Th}
10 300	0	332	3153
150 000	0	22	812
103 000	0	32	979
53 000	0	48	1179
13 000	0	328	3134
10 000	21 Henry	19	754
13 000	0	326	3124

Um den Einfluß vom Widerstand und Induktivität auf die hochfrequenten Oberschwingungen zu untersuchen, wurde der Strom im Kapazitätszweig durch das Thermokreuz gemessen. Die Versuche gibt in zeitlicher Folge Tab. 17 (S. 456) wieder.

Die hochfrequenten Oberschwingungen wurden also durch Widerstand und Induktivität in der Erdleitung der Ozonröhre sehr bedeutend, ungefähr bis auf den vierten Teil geschwächt.

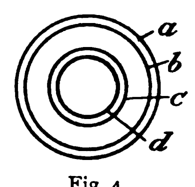


Fig. 4.

14. Auf Grund dieser Versuche habe ich mir über die Entstehung der hochfrequenten Oberschwingungen folgende Vorstellung gebildet. In der Fig. 4 ist ein Querschnitt der Ozonröhre gezeichnet. V_a sei die angelegte Spannung zwischen a und d, $V_{bc} = V_b - V_c$, Q die Ladung von a, $\pm q$ die Ladung von c bzw. b. Die Ozonröhre ist ein zusammengesetzter Kondensator, C sei dessen Kapazität, C_2 die Kapazität von bc. Es ist[1])

$$V_a = \frac{Q}{C} - \frac{q}{C_2}$$

$$V_{bc} = \frac{Q-q}{C_2} = \frac{V_a \cdot C - q\left(1 - \frac{C}{C_2}\right)}{C_2}.$$

Die angelegte Spannung V_a bringt im Entladungsraum bc eine Spannung $V_{bc} = V_a \cdot C/C_2$ hervor. Hat diese einen gewissen Wert M erreicht (m Fig. 4a) so entsteht im Entladungsraum ein Leitungsstrom, welcher c eine Ladung

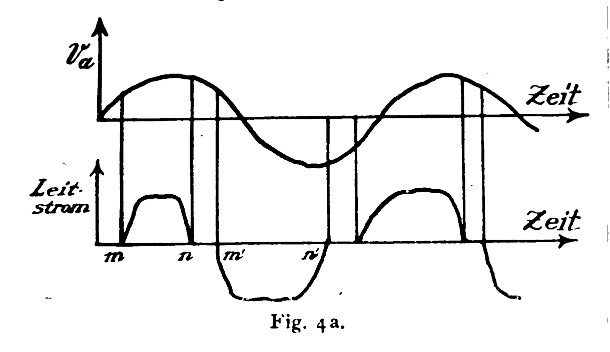


Fig. 4a.

$+q$, b eine Ladung $-q$ erteilt. Diese Ladungen bringen eine von c nach b gerichtete elektrische Kraft hervor und würden die Spannung V_{bc} unter M erniedrigen, wenn dies nicht durch das Wachsen von V_a verhindert würde. Erst wenn V_a seinen Maximalwert überschritten hat, sinkt V_{bc} unter M und hört der Leitungsstrom auf (n Fig. 4a), um bei m' infolge der Ladungen q in entgegengesetzter Richtung wieder einzusetzen. Dieses Spiel wiederholt sich wie die schematische Fig. 4a zeigt. Die Ladungen q haben eine scheinbare Kapazitätsvergrößerung zur Folge[1]) und so treten zweimal während einer Periode — durch Verzögerungswirkung wahrscheinlich ziemlich plötzlich — starke Ladungsströme auf, um so stärkere, je kleiner der Ohmsche und induktive Widerstand der Erdleitung gemacht wird. Diese Sromstöße kommen bei der Zerlegung des Wechselstroms nach Fourier als hochfrequente Oberschwingungen zum Vorschein. Die Stärke der Grundschwingung hängt hingegen nur von der Spannung zwischen den Belegungen der Röhre ab, diese Spannung wird aber durch Widerstände in der Erdleitung, wenn sie nicht allzu groß sind, nur unbedeutend beeinflußt. Die Oberschwingungen entstehen nach dem Obigen durch das zeitweise Aussetzen des Leitungsstroms, was um so ausgeprägter sein wird, je größer die Dicke des Entladungsraums und je kleiner die Frequenz; dies entspricht den Beobachtungen (§ 5).

15. Die Oberschwingungen haben eine auf den ersten Blick sehr auffallende Erscheinung zur Folge. Legt mnn nämlich in die Erdleitung der Röhre einen Widerstand R ohne jede Abzweigung, so zeigt das Thermokreuz vor dem Widerstand R, d. h. auf Seite der Röhre, einen stärkeren Strom an, als hinter R, d. h. auf Seite der Erdverbindung. In der folgenden Tabelle bedeuten die Indizes v und h: vor und hinter R.

Tabelle 18.

Rohr IV. Atmosphärische Luft. $E = 4850$. $Z = 1000$. $D = 235$. Januar 1923.

R	a_v	a_h	J_v	J_h	J_v/J_h
20000	402	78	4713	2076	2,27
10000	371	103	4528	2386	1,90
5000	316	154	4179	2917	1,43
3000	386	189	3976	3232	1,23
2000	276	253	3906	3739	1,04
1000	295	289	4037	3997	1,01
20000	398	81	4690	2116	2,22
$E = 4850$. $Z = 1500$. $D = 281$. 12. Dezember 1922.					
533500	507	28	6330	1488	4,26

Das Verhältnis J_v/J_h wächst mit zunehmendem Widerstand R und erreicht schließlich den Wert 4,26.

Diese Erscheinung könnte den Anschein erwecken, daß der Strom nicht quasistationär sei. Indessen trat sie in gleicher Weise auf, wenn der bei den obigen Versuchen benutzte Rheostatenwiderstand durch einen elektrolytischen Widerstand

[1]) E. Warburg, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. 5 (1903), S. 384.

[1]) E. Warburg, l. c., S. 385.

von 15000 Ohm (Chlorkaliumlösung in einem 10 mm weiten, 440 mm langen Glasrohr) ersetzt wurde. Die Induktivität von R spielt also hier keine Rolle. Für einen Draht, an dessen einem Ende $z = 0$ die Spannung V_0, an dessen andern Ende $z = l$ die Spannung 0 besteht, gilt bei Vernachlässigung der Induktivität die Gleichung

$$\partial V/\partial t = (1/R_1 C_1) \cdot \partial^2 V/\partial z^2,$$

wo R_1, C_1 Widerstand und Kapazität der Längeneinheit sind. Man integriert diese Gleichung unter den obigen Bedingungen durch zwei in entgegengesetzter Richtung laufende gedämpfte Wellenzüge. Ist V_0 sinusförmig von der Kreisfrequenz ω, so finde ich für kleine Werte von $R C \omega$

$$(J_v/J_h) - 1 = R^2 C^2 \omega^2/12,$$

wo R und C sich auf die ganze Länge des Drahtes beziehen. Rührt also die Abweichung des Verhältnisses J_v/J_h von der Einheit daher, daß der Strom nicht quasistationär ist, so müßte diese Abweichung mit wachsender Kapazität des Drahtes stark anwachsen. Um dies zu prüfen benutzte ich als Widerstand R den im § 8 beschriebenen Widerstand Gl. von 8500 Ohm, welcher aus einem nackten Konstantandraht besteht. Seine Kapazität konnte, indem man ihn in einem Becherglase unter Benzol setzte, auf das 2,3 fache erhöht werden. Dabei fand sich aber das Verhältnis J_v/J_h ungeändert (in Luft 2,64, in Benzol 2,67). Der Strom in dem Draht ist also quasistationär.

Die richtige Erklärung der fraglichen Erscheinung verdanke ich Herrn Schering, welcher darauf aufmerksam machte, daß das Thermokreuz infolge des angehängten Galvanometers eine nicht unbeträchtliche Erdkapazität haben müsse. Vor den Widerstand R gesetzt, repräsentiert es daher eine zu R parallel geschaltete Kapazität, welche das Entstehen von Oberschwingungen in einem mit wachsendem R wachsenden Maß befördert; hinter R gesetzt, empfängt es hingegen lediglich die mit wachsendem R mehr und mehr geschwächten Oberschwingungen. Man muß also das Thermokreuz an die Endverbindung legen, wenn es die Versuchsbedingungen nicht ändern soll.

16. Um die galvanometrische Stärke des das Ozonrohr durchfließenden Stroms zu messen muß man dafür sorgen, daß nur die Phasen eines Zeichens das Galvanometer durchfließen. Dies haben Leithäuser und ich durch Anwendung eines Synchronmotors ausgeführt.[1] Ich habe hierzu einen Gleichrichter benutzt, nämlich eine Elektronenröhre, bei der das Gitter mit der Anode verbunden war. Wenn man den Gleichrichter in die Erdleitung der Ozonröhre legt, so stört man den Betrieb der letzteren, indem die Phasen eines Zeichens nicht durchgelassen werden und infolgedessen starke Ladungen hinter der Ozonröhre auftreten. Man kann indessen dem Gleichrichter einen Widerstand R parallel legen, welcher die Phasen beider Zeichen durchläßt; ist dabei R groß genug, so gehen die Phasen eines Zeichens merklich nur durch den Gleichrichter. Die folgenden Versuche zeigen den Einfluß der Größe von R auf die Stromstärke durch den Gleichrichter. Das den gleichgerichteten Strom aufnehmende Galvanometer war ein Zeigerinstrument von Siemens & Halske mit Fadenaufhängung, 1 Skalenteil entspricht 10^{-4} Volt, der Galvanometerwiderstand ist 389 Ohm. Mit einem Nebenschluß von 90 Ohm am Galvanometer ergaben sich folgende Galvanometerablenkungen g.

Tabelle 19.
Rohr IV Atmosphärische Luft. Freq. 50. $E = 6620$.

R	150000	300000	343520	533520
g	132	142	147	148

Für $R > 400000$ nimmt also g nur wenig mit wachsendem R zu. Bei den weiteren Versuchen wurde daher R auf 533520 belassen. Zu 10000 Ohm von R war das Quadrantelektrometer parallel geschaltet. Die folgenden Versuche sind nahezu im Einklang mit der Annahme, daß für Elektrometer und Galvanometer nur die Grundschwingung der Frequenz 50 in Betracht kommt. Sei wie bisher J_Q der elektrometrisch gemessene Leitungsstrom durch R_Q, wenn der Gleichrichter außer Betrieb ist (kalte Kathode). J_Q' dasselbe, wenn er in Betrieb ist (glühende Kathode), J_g die vom Galvanometer angezeigte Stromstärke durch den Gleichrichter. Setzt man

$$J = J^0 \sin \omega t,$$

so ist

$$J_g = \frac{1}{T} \int_0^{\frac{1}{2}T} J\, dt = J^0/\pi = 0{,}318\, J^0.$$

Ferner

$$J_Q = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T J^2\, dt} = 0{,}707\, J^0;$$

$$J_Q' = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^{\frac{1}{2}T} J^2\, dt} = 0{,}5\, J^0,$$

also

$$J_Q'/J_Q = 0{,}707, \quad J_Q/J_g = 2{,}22.$$

In einem orientierenden Versuch mit der Ozonröhre IV ergab sich für

$$E_0 = 8280, \quad J_Q \cdot 10^6 = 554, \quad J_Q' \cdot 10^6 = 409, \quad J_g \cdot 10^6 = 258.$$

[1] E. Warburg u. G. Leithäuser, Ann. d. Phys. [4] 28 (1909), S. 32.

Also

$$J_Q'/J_Q = 0{,}738\,, \quad J_Q/J_g = 2{,}15\,,$$

nicht sehr verschieden von den berechneten Werten. Bei den Versuchen der folgenden Tabelle war das Galvanometer mit einem Nebenschluß von 50 Ohm versehen, so daß 1 Skalenteil $2{,}26 \cdot 10^{-6}$ Amp. entsprach.

Tabelle 20.

Rohr IV. Atmosphärische Luft. Freq. 50. $A = 0{,}5920$. 8. Dezember 1922.

E_0	g	$2s$	$J_g \cdot 10^6$	$J_Q \cdot 10^6$	J_Q/J_g	$2J_g$
9900	144,5	131,5	322	679	2,08	644
8350	112,5	85	254	546	2,16	508
6720	84,5	47,3	191	407	2,12	382
4850	51	16,8	115	243	2,12	230
				Mittel	2,12	

J_Q/J_g weicht wieder nur um etwa 5% von dem berechneten Wert ab. Unter den Bedingungen des Versuchs gibt $2J_g$ bis auf etwa 5% die galvanometrische Stärke der Grundschwingung von der Frequenz 50.

17. Das Interesse, welches sich an den durch Ozonröhren fließenden Strom knüpft, beruht auf der Beziehung dieses Stroms zu seiner chemischen Wirkung, besonders zur Ozonbildung. Diese Beziehung wollen wir zum Schluß in Betracht ziehen. Die Versuche über Ozonbildung wurden sämtlich mit Sauerstoff angestellt (§ 4) und die Geschwindigkeit des Gasstroms wenn möglich so groß gewählt, daß die Ergebnisse sich auf die Konzentration Null bezogen, d. h. desozonisierende Wirkung des Stromes nicht stattfand; bei einigen Versuchen mit Frequenz 500 mußte durch eine kleine Korrektion auf die Konzentration Null reduziert werden. Die Ozonmessung geschah wie bei früheren Versuchen nach Ladenburg, indem man das ozonisierte Gas durch eine neutrale Jodkaliumlösung leitete und das abgeschiedene Jod mit Natriumthiosulfat titrierte. Als Maß für die Geschwindigkeit der Ozonbildung nehmen wir hier die durch v zu bezeichnenden austitrierenden cm^3 $^1/_{10}$ n-$Na_2S_2O_3$ für eine Stromdauer von 5 Minuten. 1 cm^3 $^1/_{10}$ n-$Na_2S_2O_3$ entspricht $0{,}5 \cdot 10^{-4}$ Mol oder $24 \cdot 10^{-4}$ g Ozon.

Bei Versuchen mit der Ozonröhre IV und einer Wechselspannung der Frequenz 50 ergab sich die Ozonbildung unabhängig von dem in die Erdleitung der Röhre gelegten Widerstand R, es ergab sich nämlich v

für $R = 5000$ Ohm in 3 Versuchen gleich 11,10; 11,10; 11,25, im Mittel 11,15,

für $R = 250000$ Ohm in 2 Versuchen gleich 11,15; 11,20, im Mittel 11,18.

Nun sinkt nach § 13, wenn R von 10000 auf 150000 Ohm gebracht wird, die Intensität der Oberschwingungen auf etwa den 4. Teil, während die Stärke der Grundschwingung sich dabei kaum ändert. Daher geht aus den angeführten Versuchen hervor, daß die ozonisierende Wirkung nur durch die Grundschwingung, nicht durch die diese begleitenden Oberschwingungen ausgeübt wird. Ein weiterer Beweis hierfür folgt aus der Beziehung der Ozonbildung zur Frequenz der Wechselspannung. Bei Frequenz 500 ergab sich nämlich für Rohr I sowohl die Ozonbildung wie die Stärke der Grundschwingung annähernd 10 mal so groß als bei Frequenz 50, während dies für die Stärke der Oberschwingungen nach § 5 auch nicht annähernd zutrifft.

18. Das Ergebnis der Untersuchung, soweit es die im § 1 gestellte Frage betrifft, kann folgendermaßen zusammengefaßt werden.

Wenn ein Wechselstrom einen geerdeten Widerstand mit parallel geschaltetem Elektrometer durchfließt, so gibt das Thermokreuz, wenn an die Erdverbindung gelegt (§ 15), bei nicht zu großer Übertemperatur der Lötstelle (§ 2) die effektive Stärke des Wechselstroms richtig an. Das Elektrometer anderseits gibt den Effektivwert der Spannung an den Enden des Widerstandes an, und diese Spannung geteilt durch den Widerstand ist die effektive Stärke des den Widerstand durchfließenden Leitungsstromes. Bei Abwesenheit von Kapazitätsströmen ist dieser Leitungsstrom gleich dem ganzen Wechselstrom, welcher also in diesem Fall nach beiden Methoden richtig gemessen wird. Jedoch treten im Elektrometerzweig wegen der Elektrometerkapazität und im Widerstandszweig wegen der verteilten Kapazität des Widerstandes Kapazitätsströme auf, welche zwar bei kleinen Frequenzen wie 50 und 500/sec, keineswegs aber bei Frequenzen von der Größenordnung 10^5/sec zu vernachlässigen sind und da sie dem Elektrometer entgehen, dessen Angaben zu klein erscheinen lassen. Dieser Fall liegt bei den Ozonröhren vor, indem die solche durchfließenden Wechselströme Oberschwingungen von Kreisfrequenzen der Ordnung 10^6/sec enthalten, bedeutend stärkere bei Frequenz 50 als bei Frequenz 500 und um so stärkere, je größer die Dicke des Entladungsraumes. Für die Messung des ganzen Stromes kommt also hier nur die Methode des Thermokreuzes in Betracht, welche bis zu 5 mal so große Werte als die Elektrometermethode geliefert hat.

Indessen hängt die Ozonbildung nur von der Grundschwingung, nicht von den Oberschwingungen ab (§ 17), für die Ozonbildung ist daher der ganze Strom und damit die Angabe des Thermokreuzes belanglos. Die Stärke der hier allein maßgebenden Grundschwingung kann aus dem vom Elektrometer angezeigten Leitungsstrom in dem Widerstand, zu welchem es parallel liegt, berechnet werden, wenn

man die Oberschwingungen von dem Widerstand durch eine ihm parallel gelegte größere Kapazität abhält (§ 12).

Die Versuche von Leithäuser und mir, bei welchen diese Vorsicht außer acht gelassen wurde, erfordern daher, besonders für Frequenz 50, eine Revision, die aber vermutlich zu einer bedeutenden Änderung der Ergebnisse nicht führen wird. Auch unsere Messungen des Leistungsfaktors $\cos\varphi$ [1]) dürften eine erhebliche Korrektion nicht erfordern, da sowohl die Messung der Leistung als auch die der effektiven Stromstärke elektrometrisch ausgeführt wurde und in den $\cos\varphi$ nur das Verhältnis von Leistung zu Stromstärke eingeht.

Die Versuche wurden in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgeführt. Allen Herren, welche mich dabei unterstützt haben, besonders den Herren Alberti, Engelhardt, Müller, Schering, sowie den Herren Technikern Lenz, Lutzmnnn, Helmbrecht, Schüler, Stenzel spreche ich hierdurch meinen verbindlichsten Dank aus.

Nachschrift.

Bei der Diskussion, welche sich an den Vortrag des vorstehenden in der Gesellschaft für technische Physik am 2. November d. J. anschloß, wurde von den Herren Becker, Möller und Riegger auf eine Stelle in der Monographie des Herrn Möller über Ozon (Vieweg & Sohn, 1921) S. 88—99 hingewiesen. Es ist dort als Privatmitteilung des Herrn Becker erwähnt, daß an Ozonröhren besonderer Dimensionen ungewöhnlich hohe Stromstärken durch das Thermokreuz beobachtet worden, und als Privatmitteilung des Herrn Riegger, daß in solchen Fällen elektrische Scnwingungen in den Zuleitungsdrähten nachzuweisen seien. Elektrische Schwingungen in Ozonröhren sind also hier bereits beobachtet, wenn auch nicht näher untersucht und, entgegen meinem Befund, als nur in Ausnahmefällen auftretend bezeichnet.

Es wird ferner an der zitierten Stelle bemerkt, daß die durch das Thermokreuz gemessene Stromstärke größer gefunden sei als bei mit Quecksilber gefülltem Entladungsraum. Ich hatte dasselbe beobachtet, aber außerdem festgestellt, daß dies nicht gilt für die Stärke der Grundschwingung. Dies geht aus folgender Tabelle hervor, in welcher C_h die gemessene Kapazität der Röhre bei quecksilbergefülltem Entladungsraum, J_h die dabei beobachtete Stromstärke, J_Q wie bisher die elektrometrisch gemessene Stromstärke bei gasgefülltem Entladungsraum bedeutet. Da bei diesen Versuchen dem Widerstand R_Q eine größere Kapazität nicht parallel geschaltet war, so ist die Stärke der Grundschwingung kleiner als J_Q (§ 12).

Tabelle 21.

Rohr IV $d = 1$ mm $C_h \cdot 10^{12} = 324$ Far.		Rohr I $d = 1{,}54$ $C_h \cdot 10^{12} = 401$ Far.		Rohr III $d = 2$ $C_h \cdot 10^{12} = 303$ Far.		Rohr II $d = 3{,}5$ $C_h \cdot 10^{12} = 376$ Far.	
E_0	J_Q/J_h	E_0	J_Q/J_h	E_0	J_Q/J_h	E_0	J_Q/J_h
4680	0,60	4790	0,36				
6600	0,76	6630	0,59	6660	0,56		
8260	0,85	8430	0,68	8110	0,65	8110	0,72
9690	0,89	9950	0,72	9550	0,73	9550	0,87

Das Verhältnis J_Q/J_h steigt mit wachsender Spannung E_0, da man sich hierbei dem Fall des vollkommen leitenden Entladungsraumes nähert.

Berlin, November 1923.

(Eingegangen am 6. November 1923.)

Die spezifische Wärme der Luft im Bereich von 0 bis 200 at und von —80 bis 250°.

Von Max Jakob.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

1. Thermodynamische und experimentelle Grundlagen der Untersuchung.

Zwischen den Zustandsgrößen p, v, T und der spezifischen Wärme (c_p bzw. c_v) von Gasen bestehen die thermodynamischen Gleichungen:

$$\frac{\partial c_p}{\partial p} = -\frac{T}{J}\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \qquad (1)$$

und

$$c_p - c_v = -\frac{T}{J}\frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)^2}{\frac{\partial v}{\partial p}}, \qquad (2)$$

in denen J das Arbeitsäquivalent der Wärmeeinheit bedeutet. Gleichung (1) ermöglicht, wenn noch die zunächst willkürlichen Funktionen der durch Integration daraus folgenden Gleichungen bekannt sind, c_p aus v zu berechnen oder v aus c_p. Früher habe ich von diesen Berechnungsarten als aussichtsreichste die letztere vorgeschlagen und nach der durch Integration aus (1) folgenden Gleichung

$$v = \Phi(p) + T\Psi(p) - J\iint \frac{1}{T}\frac{\partial c_p}{\partial p}\,d\,T^2 \qquad (3)$$

selbst graphisch das spezifische Volumen des über-

---

[1]) Ann. d. Phys. (4) 28 (1909), S. 1.

hitzten Wasserdampfes bestimmt.[1]) Der Vorschlag hat Anklang gefunden, und in der Folge haben z. B. R. Plank[2]), Eichelberg[3]), sowie Knoblauch, Raisch und Hausen[4]) — ebenfalls für Wasserdampf — v aus c_p erfolgreich berechnet. Die Berechnung scheint bisher auf Wasserdampf beschränkt geblieben zu sein, da für andere Gase und Dämpfe keine über ein so weites Druck- und Temperaturgebiet sich erstreckenden direkten Messungen von c_p vorlagen wie für Wasserdampf.[5])

Der umgekehrte Weg, nämlich die Berechnung von c_p aus v, läßt im allgemeinen eine verhältnismäßig geringere Genauigkeit erwarten. In der ebenfalls aus (1) folgenden Gleichung

$$c_p = \varphi(T) - \frac{T}{J}\int \frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\,dp \qquad (4)$$

wird nämlich das Ergebnis wesentlich bestimmt durch den zweiten Differentialquotienten von v nach T, mit anderen Worten, durch die schwache und im allgemeinen nicht genau genug bekannte Krümmung der Isobaren in einem v, T-Diagramm. Die Temperaturabhängigkeit von v bei verschiedenen Drucken muß daher außerordentlich genau bekannt sein, wenn dies Rechenverfahren zum Ziel führen soll. Nun sind im letzten Jahrzehnt Messungen der Isothermen von Holborn und seinen Mitarbeitern[6]) ausgeführt worden, die so genau zu sein scheinen, daß ich den Versuch gewagt habe, aus ihnen c_p nach Gleichung (4) zu berechnen. Aus naheliegenden Gründen habe ich die Berechnung zunächst für Luft vorgenommen. Die mit diesem Gas ausgeführten Messungen erstrecken sich nämlich über den größten Temperaturbereich, und es besteht die Möglichkeit, die berechneten Werte für c_p auf mehrfache Weise zu kontrollieren: nach direkten Messungen von Holborn und Jakob[7]), nach den Messungen des Thomson-Jouleeffektes von Bradley und Hale[1]), sowie von Noell[2]), nach einer Zustandsgleichung von Jakob[3]) und endlich nach Kochs[4]) Messungen von c_p/c_v. Zu letzterer Kontrolle muß außer c_p auch noch $c_p - c_v$ nach Gleichung (2) aus den Zustandsgrößen berechnet werden. Hierbei sind zwar keine zweiten Differentialquotienten zu bilden; dafür gehen aber Fehler von $\partial v/\partial p$ völlig, solche von $\partial v/\partial T$ mit dem doppelten Betrag ins Ergebnis ein, während Fehler von $\partial^2 v/\partial T^2$ in Gl. (4) nur die Differenz $c_p - \varphi(T)$ beeinflussen, die bei 200 at und -80^0 erst etwa 50% von c_p, bei kleineren Drucken und höheren Temperaturen noch viel weniger ausmacht.

2. Die Ausgangsgleichung für die Berechnung von c_p aus den Isothermen von Holborn und Schultze.

Da für die Berechnung von c_p der zweite Differentialquotient von v nach T wesentlich ist, so ist von vornherein klar, daß die zur Berechnung aufzustellende Gleichung von v den Verlauf der Isothermen nach Holborn und Schultze sehr genau wiedergeben muß. Es gelang nicht, dies durch eine einfache Zustandsgleichung mit wenigen Konstanten zu erzielen. Es erwies sich vielmehr als notwendig, die Gleichung durch eine größere Anzahl von Meßwerten zu bestimmen. Schließlich wurde für den von den Beobachtern erforschten Temperatur- und Druckbereich von 0 bis 200^0 und von 0 bis 75 m Quecksilbersäule die folgende empirische Formel aufgestellt:

$$\left.\begin{aligned} p v = {} & [7996{,}1 - 457{,}60\cdot 10^{-6}p + 186{,}73\cdot 10^{-12}p^2 \\ & \quad + 33{,}892\cdot 10^{-18}p^3] \\ & + [2927{,}8 + 853{,}61\cdot 10^{-6}p - 50{,}833\cdot 10^{-12}p^2 \\ & \quad - 87{,}158\cdot 10^{-18}p^3]\cdot 10^{-2}\,t \\ & + [\quad - 408{,}87\cdot 10^{-6}p - 84{,}418\cdot 10^{-12}p^2 \\ & \quad + 35{,}228\cdot 10^{-18}p^3]\cdot 10^{-4}\,t^2 \\ & + [\quad 147{,}39\cdot 10^{-6}p - 75{,}112\cdot 10^{-12}p^2 \\ & \quad + 4{,}0696\cdot 10^{-18}p^3]\cdot 10^{-6}\,t^3 \\ & + [\quad - 25{,}427\cdot 10^{-6}p + 21{,}094\cdot 10^{-12}p^2 \\ & \quad - 4{,}7478\cdot 10^{-18}p^3]\cdot 10^{-8}\,t^4. \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Diese Gleichung, in der p in $kg\cdot m^{-2}$, v in $m^3\cdot kg^{-1}$ und t in ^{0}C ausgedrückt ist, gibt die von Holborn und Schultze für die Tempera-

---

[1]) M. Jakob, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. **56** (1912), S. 1980.

[2]) R. Plank, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. **60** (1916), S. 187.

[3]) G. Eichelberg, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. **61** (1917), S. 750; Forsch.-Arb. d. Ver. deutsch. Ing. 1920, Heft 220.

[4]) Osc. Knoblauch, E. Raisch und H. Hausen, Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. R. Oldenbourg, 1923.

[5]) Neuerdings sind auch umfangreiche Meßergebnisse für Ammoniak veröffentlicht worden von E. F. Mueller, Refrigerating Engineering **9** (1922), S. 1; siehe auch M. Jakob, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. **67** (1923), S. 349.

[6]) L. Holborn und H. Schultze, Ann. d. Phys. **47** (1915), S. 1089. — L. Holborn, Ann. d. Phys. **63** (1920), S. 674. — L. Holborn und J. Otto, Zeitschr. f. Phys. **10** (1922), S. 367.

[7]) L. Holborn und M. Jakob, Forsch.-Arb. d. Ver. deutsch. Ing. 1916, Heft 187 und 188; Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. **58** (1911), S. 1429 und **61** (1917), S. 146.

[1]) W. P. Bradley und C. F. Hale, Phys. Rev. **29** (1909), S. 258.

[2]) F. Noell, Forsch.-Arb. d. Ver. deutsch. Ing. 1916, Heft 184; Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. **62** (1918), S. 49 und 63.

[3]) M. Jakob, Forsch.-Arb. d. Ver. deutsch. Ing. 1917, Heft 202.

[4]) P. P. Koch, Ann. d. Phys. **26** (1908), S. 551 und **27** (1908), S. 311.

turen 0, 50, 100, 150 und 200° und für die Drucke 0, 25, 50 und 75 m Quecksilbersäule angegebenen 20 Werte ebenso genau wieder, wie gemessen wurde, nämlich auf 0 bis 0,2‰. Die Gleichung wird aber, worauf gleich hier hingewiesen werden soll, keine Extrapolation über den Temperaturbereich der Beobachtungen hinaus gestatten. Die für den engen Anschluß an die Versuchswerte erforderliche Bestimmung vieler Konstanten gelang nämlich zunächst nur dadurch, daß die numerischen Rechnungen für gleiche Intervalle der Werte t und p und unter Annahme von aufeinanderfolgenden positiven, ganzen Potenzen von t und p ausgeführt wurden. Da die Gleichung (5) einen so vorzüglichen Anschluß an die ihr zugrunde liegenden Versuchswerte gibt, wird man in deren Bereich auch nur geringe Fehler in den Differentialquotienten erwarten dürfen. In der Tat kann man damit in diesem Bereich c_p mit befriedigender Genauigkeit berechnen. Für weitergehende Absichten behalte ich mir den Versuch vor, eine nach Potenzen von p und $1/T$ geordnete Gleichung auf Grund der Isothermenmessungen aufzustellen, da negative Potenzen von T nach meiner früheren Arbeit[1]) ein wesentliches Charakteristikum einer in einem größeren Bereich brauchbaren Gleichung zu sein scheinen.[2])

3. Die spezifische Wärme c_p für konstanten Druck.

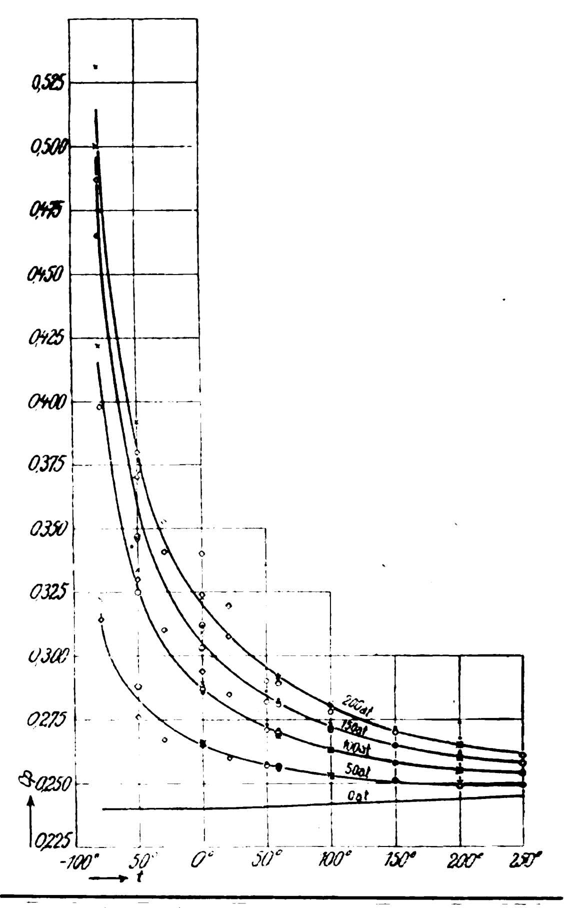
Durch Einsetzen der unteren Grenze $p = 10000\ \mathrm{kg \cdot m^{-2}}$ in das Integral der Gleichung (4) folgt:

$$c_p = c_p' - \frac{T}{J} \int\limits_{p=10000}^{p} \frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \cdot dp\,, \tag{6}$$

wobei c_p' die spezifische Wärme beim Druck von $10000\ \mathrm{kg \cdot m^{-2}} = 1$ at bedeutet. Indem man nun v aus Gleichung (5) in Gleichung (6) einsetzt, erhält man mit $J = 426{,}9$

$$\left.\begin{aligned} c_p = c_p' + 10^{-12}(273{,}2 + t)[(&-1913600 \\ &+ 1915600 \cdot 10^{-4}p - 1977{,}5 \cdot 10^{-8}p^2 \\ &- 5{,}500 \cdot 10^{-12}p^3) \\ + (20062 &- 20715 \cdot 10^{-4}p \\ &+ 52{,}975 \cdot 10^{-8}p^2 \\ &- 0{,}019066 \cdot 10^{-12}p^3)\,t \\ + (-71{,}178 &+ 71{,}47 \cdot 10^{-4}p \\ &- 0{,}29049 \cdot 10^{-8}p^2 \\ &+ 0{,}0004448 \cdot 10^{-12}p^3)\,t^2]\,. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Hieraus gewinnt man die mit $(c_p)_{\mathrm{H,\,Sch}}$ bezeichneten Werte der Zahlentafel I, wenn man für c_p' die in der zweiten Zeile dieser Tafel angegebene, nach den Wärmetabellen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt interpolierte spezifische Wärme bei Atmosphärendruck zugrunde legt.



Bezeichnung	Zeichen	nach	berechnet von
$(c_p)_{\mathrm{H,\,Sch}}$	●	Holborn und Schultzes Isothermenmessungen	Jakob
$(c_p)_{\mathrm{B}}$ . .	◇	Bradley und Hales Drosselversuchen	Schüle
$(c_p)_{\mathrm{N}}$ . .	○	Noells Drosselversuchen	Noell
$(c_p)_{\mathrm{J}}$ . .	×	Jakobs Drosselgleichung	Jakob
$(c_p)_{\mathrm{H,\,J}}$.	+	Holborn und Jabobs direkten Messungen	„
c_p	———	wahrscheinlichster Verlauf	

Fig. 1. c_p.

Die Zahlentafel I enthält ferner die von Schüle[1]) aus Bradley und Hales, sowie die von Noell aus seinen eigenen Messungen des Thom-

[1]) M. Jakob, Forsch.-Arb. d. Ver. deutsch. Ing. 1917, Heft 202.

[2]) Siehe auch die Gleichungen von Eichelberg, a. a. O.

[1]) W. Schüle, Technische Thermodynamik, 4. Aufl. 2. Bd. S. 101—104, 1923.

Zahlentafel I.

Spezifische Wärme c_p der Luft nach verschiedenen Forschern und Methoden.

$10^{-4}\,p$ [kg·m^{-2}]	t	− 79,3	− 50	0	50	59	100	150	200	250°
0	c_p . . .	0,241	0,241	0,241	0,241	0,241	0,242	0,243	0,244	0,245
1	c_p' . . .	0,243$_5$	0,242	0,241	0,241	0,241$_5$	0,242	0,243	0,244	0,245
50	$(c_p)_{H,\,Sch}$	0,277$_5$	0,273	0,265	0,258	0,257	0,252	0,251	0,255	0,267$_5$
	$(c_p)_B$ . .	0,314	0,276	0,265	—	—	—	—	—	—
	$(c_p)_N$ . .	—	0,288	0,266	0,257	0,257	0,253	0,251	0,249	0,249
	$(c_p)_J$ . .	0,322	0,287	0,266	—	0,256	0,253	—	0,250	—
	$(c_p)_{H,\,J}$.	—	—	—	—	0,256	—	—	—	—
	c_p . . .	0,317	0,283	0,265	0,257$_5$	0,256$_5$	0,253	0,250$_5$	0,249$_5$	0,249$_5$
100	$(c_p)_{H,\,Sch}$	0,304	0,298	0,286	0,273	0,271	0,263	0,258	0,262	0,278$_5$
	$(c_p)_B$ . .	0,398	0,330	0,294	—	—	—	—	—	—
	$(c_p)_N$ . .	—	0,325	0,287	0,271	0,270	0,263	0,258	0,255	0,254
	$(c_p)_J$ . .	0,422	0,334	0,289	—	0,269	0,263	—	0,255	—
	$(c_p)_{H,\,J}$.	—	—	—	—	0,269	—	—	—	—
	c_p . . .	0,416	0,326$_5$	0,287	0,272	0,270	0,263$_5$	0,258	0,255$_5$	0,254
150	$(c_p)_{H,\,Sch}$	0,323	0,317	0,302	0,286	0,283	0,272	0,265	0,267$_5$	0,284
	$(c_p)_B$ . .	0,465	0,370	0,324	—	—	—	—	—	—
	$(c_p)_N$ . .	—	0,346	0,303	0,282	0,281	0,271	0,265	0,260	0,258
	$(c_p)_J$ . .	0,500	0,371	0,309	—	—	0,273	—	0,260	—
	$(c_p)_{H,\,J}$.	—	—	—	—	0,282	—	—	—	—
	c_p . . .	0,496	0,360	0,305	0,284$_5$	0,282$_5$	0,272$_5$	0,265	0,260$_5$	0,258
200	$(c_p)_{H,\,Sch}$	0,334	0,327	0,311$_5$	0,295	0,292	0,280	0,272	0,274	0,292
	$(c_p)_B$ . .	0,487	0,380	0,340	—	—	—	—	—	—
	$(c_p)_N$ . .	—	0,347	0,312	0,290	0,289	0,278	0,270	0,265	0,261
	$(c_p)_J$ . .	0,531	0,392	0,323	—	0,290	0,281	—	0,265	—
	$(c_p)_{H,\,J}$.	—	—	—	—	0,292	—	—	—	—
	c_p . . .	0,515	0,380	0,320	0,295$_5$	0,292$_5$	0,280$_5$	0,270$_5$	0,265	0,262
250	$(c_p)_{H,\,Sch}$	—	—	—	—	0,295	—	—	—	—
	$(c_p)_{H,\,J}$.	—	—	—	—	0,299$_5$	—	—	—	—
	c_p . . .	—	—	—	—	0,299	—	—	—	—
300	$(c_p)_{H,\,Sch}$	—	—	—	—	0,293	—	—	—	—
	$(c_p)_J$ . .	—	—	—	—	0,301	—	—	—	
	$(c_p)_{H,\,J}$.	—	—	—	—	0,303	—	—	—	
	c_p . . .	—	—	—	—	0,303	—	—	—	—

son-Jouleeffektes berechneten Werte (mit $(c_p)_B$ bzw. $c_p)_N$ bezeichnet), sowie Werte $(c_p)_J$ nach der von Jakob aus seiner Drosselgleichung berechneten Formel.[1])

Endlich ist die von Holborn und Jakob unmittelbar gemessene spezifische Wärme als $(c_p)_{H,\,J}$ aus der Tabelle zu entnehmen und in einer letzten Zeile für jeden Druck der Wert c_p, der nach all diesen Beobachtungen und Berechnungen der wahrscheinlichste sein dürfte. c_p ist unter Berücksichtigung der weiter unten mitgeteilten Werte von $c_p - c_v$, c_v und c_p/c_v durch graphische Interpolation aus den übrigen Werten der Zahlentafel I gewonnen worden. In Fig. 1 sind hiernach Isobaren[1]) der spezifischen Wärme c_p für 0, 50, 100, 150 und 200 at zwischen − 80 und + 250° aufgezeichnet.

Nach Zahlentafel I und Fig. 1 stimmen im Bereich von 0 bis 150° und 0 bis 100 at die nach den Isothermen von Holborn und Schultze berechneten Werte mit den Werten nach Noell, nach Jakob und nach Holborn und Jakob vorzüglich überein. Auch für höhere Drucke ist die Übereinstimmung befriedigend, bei 59° noch mindestens bis 250 at. Bei höheren und tieferen Temperaturen dagegen beginnen starke systematische Abweichungen. Da die Gleichung (5) eine reine Interpolationsformel ist und auf keinerlei

[1]) M. Jakob, Forsch.-Arb. d. Ver. deutsch. Ing. 1917, Heft 202.

[1]) Die Isobare für 0 at ist mit Benutzung der Wärmetabellen der Reichsanstalt extrapoliert (siehe auch Zahlentafel I).



thermodynamische Anforderungen, wie z. B. die Bedingungsgleichungen der Boyle-, Ideal- und Inversionskurve Rücksicht nimmt, kommen die für $t < 0^0$ und für $t > 200^0$ daraus berechneten Werte $(c_p)_{H, Sch}$ überhaupt nicht in Betracht. Daß aber die Abweichung auch schon bei 200^0 beträchtlich ist, erklärt sich daraus, daß die Versuche von Holborn und Schultze nur bis 200^0 reichen und der zweite Differentialquotient von v an dieser Stelle daher schon eine Extrapolation bedeutet. Bei 200 und 250^0 sind die Werte $(c_p)_N$ und $(c_p)_J$ als zuverlässig zu betrachten. Bei 0^0 und tieferen Temperaturen weisen die Werte $(c_p)_B$, $(c_p)_N$ und $(c_p)_J$ eine beträchtliche Streuung gegeneinander auf. Der Charakter des Verlaufs der c_p-Isobaren (ähnlich dem der Isobaren des Wasserdampfes und des Ammoniaks) ist aber durchaus gesichert. Nach Noell streben die Isobaren für 150 und 200 at unmittelbar unterhalb -50^0 einem Schnitt zu; nach unseren Kurven scheint dieser Schnitt erst unterhalb -80^0 einzutreten,

4. Die Differenz $c_p - c_v$ der spezifischen Wärmen.

Aus Gleichung (2) und (5) folgt:

$$
\begin{aligned}
c_p - c_v = 0{,}0023425\, T \Bigg\{ \Bigg[& \frac{29{,}278}{10^{-6} p} + 8{,}5361 - 0{,}50833 \cdot 10^{-6} p - 0{,}87158 \cdot 10^{-12} p^2 \Bigg] \\
+ \Big[& -8{,}1774 + 1{,}68836 \cdot 10^{-6} p + 0{,}70456 \cdot 10^{-12} p^2 \Big]\, 10^{-2} t \\
+ \Big[& 4{,}4317 - 2{,}25336 \cdot 10^{-6} p + 0{,}122088 \cdot 10^{-12} p^2 \Big]\, 10^{-4} t^2 \\
+ \Big[& -1{,}01708 + 0{,}84376 \cdot 10^{-6} p - 0{,}189912 \cdot 10^{-12} p^2 \Big]\, 10^{-6} t^3 \Bigg\} \\
: \Bigg\{ \Bigg[& \frac{7996{,}1}{10^{-12} p^2} - 186{,}73 - 67{,}784 \cdot 10^{-6} p \Bigg] \\
+ \Bigg[& \frac{2927{,}8}{10^{-12} p^2} + 50{,}833 + 174{,}316 \cdot 10^{-6} p \Bigg]\, 10^{-2} t \\
+ \Big[& -84{,}418 - 70{,}456 \cdot 10^{-6} p \Big]\, 10^{-4} t^2 \\
+ \Big[& 75{,}112 - 8{,}1392 \cdot 10^{-6} p \Big]\, 10^{-6} t^3 \\
+ \Big[& -21{,}094 + 9{,}4956 \cdot 10^{-6} p \Big]\, 10^{-8} t^4 \Bigg\} .
\end{aligned}
\qquad (8)
$$

Die hieraus berechneten Werte sind in Zahlentafel II mit $(c_p - c_v)_{H, Sch}$ bezeichnet.

Analog gewinnt man aus Gleichung (2) und Jakobs Zustandsgleichung[1]) die Beziehung[2]):

$$
\begin{aligned}
c_p - c_v = 0{,}0023425\, T \Bigg\{ & \frac{29{,}26}{p} + \frac{10^{-12} p^3}{10^6} \cdot 0{,}000778192 \cdot \frac{10^{18}}{T^9} - \frac{10^{-8} p^2}{10^4} \cdot 0{,}00476072 \cdot \frac{10^{18}}{T^9} \\
& + \frac{10^{-4} p}{10^2} \Bigg(0{,}0080804 \cdot \frac{10^{10}}{T^5} - 0{,}0084000 \cdot \frac{10^8}{T^4} + 0{,}0030406 \cdot \frac{10^6}{T^3} - 0{,}00041361 \cdot \frac{10^4}{T^2} \Bigg) \\
& + \Bigg(0{,}000076524 \cdot \frac{10^{10}}{T^5} - 0{,}00030687 \cdot \frac{10^8}{T^4} + 0{,}00029524 \cdot \frac{10^6}{T^3} - 0{,}0000089730 \cdot \frac{10^4}{T^2} \Bigg) \\
& + 0{,}00000035 \cdot \frac{10^{-12} p^3}{10^6} - 0{,}00000645 \cdot \frac{10^{-8} p^2}{10^4} + 0{,}0003106 \cdot \frac{10^{-4} p}{10^2} \Bigg\}^2 : \\
\Bigg\{ & \frac{29{,}26 \cdot T}{p^2} + 0{,}000291822 \cdot \frac{10^{16}}{T^8} \cdot \frac{10^{-8} p^2}{10^8} - 0{,}00119018 \cdot \frac{10^{16}}{T^8} \cdot \frac{10^{-4} p}{10^6} \\
& + \Bigg(\frac{0{,}0020201}{10^4} \cdot \frac{10^8}{T^4} - \frac{0{,}0028000}{10^4} \cdot \frac{10^6}{T^3} + \frac{0{,}0015203}{10^4} \cdot \frac{10^4}{T^2} - \frac{0{,}00041361}{10^4} \cdot \frac{10^2}{T} + \frac{0{,}000054611}{10^4} \Bigg) \\
& + \frac{T}{10^6} \Bigg(-0{,}0000000105 \cdot \frac{10^{-8} p^2}{10^4} + 0{,}0000001290 \cdot \frac{10^{-4} p}{10^2} - 0{,}000003106 \Bigg) \Bigg\}
\end{aligned}
\qquad (9)
$$

[1]) M. Jakob, Forsch.-Arb. d. Ver. deutsch. Ing. 1917, Heft 202.

[2]) Dabei ist ebenfalls p in kg/m² eingesetzt, während in der früheren Arbeit von Jakob p in kg/cm² ausgedrückt war.

Zahlentafel II.

$c_p - c_v$ der Luft nach verschiedenen Forschern und Methoden.

$10^{-4}\,p$ [kg·m^{-2}]	t	− 79,3	− 50	0	50	100	150	200°
0	$c_p - c_v$	0,069	0,069	0,069	0,068$_5$	0,068$_5$	0,068$_5$	0,068$_5$
50	$(c_p - c_v)_{\mathrm{H,\,Sch}}$	0,114	0,102	0,089	0,082	0,078	0,075	0,073
	$(c_p - c_v)_{\mathrm{J}}$	0,132	0,105	0,088	—	0,077	—	0,073
	$c_p - c_v$	0,132	0,105	0,089$_5$	0,081$_5$	0,077	0,074$_5$	0,073
100	$(c_p - c_v)_{\mathrm{H,\,Sch}}$	0,162	0,136	0,110	0,095	0,086	0,081	0,078
	$(c_p - c_v)_{\mathrm{J}}$	0,214	0,144	0,108	—	0,086	—	0,078
	$c_p - c_v$	0,220	0,143	0,109	0,094	0,086	0,080$_5$	0,077$_5$
150	$(c_p - c_v)_{\mathrm{H,\,Sch}}$	0,215	0,167	0,126	0,105	0,093	0,085	0,080
	$(c_p - c_v)_{\mathrm{J}}$	0,284	0,174	0,125	—	0,094	—	0,082
	$c_p - c_v$	0,290	0,174	0,125$_5$	0,105	0,093$_5$	0,086	0,081
200	$(c_p - c_v)_{\mathrm{H,\,Sch}}$	0,316	0,195	0,133	0,109	0,096	0,087	0,078
	$(c_p - c_v)_{\mathrm{J}}$	0,316	0,188	0,137	—	0,102	—	0,086
	$c_p - c_v$	0,300	0,192$_5$	0,139	0,114$_5$	0,099$_5$	0 089$_5$	0,084

Zahlentafel III.

c_p/c_v der Luft.

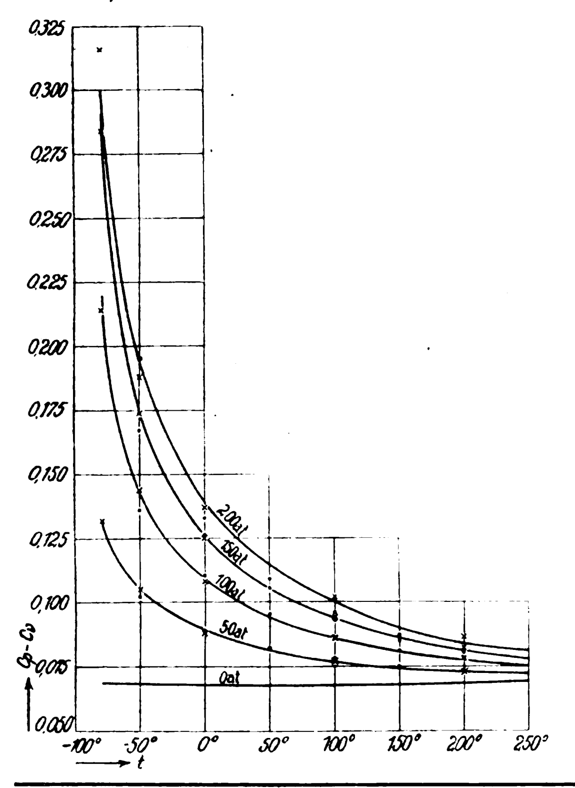
$10^{-4}\,p$ [kg·m^{-2}]	t	− 79,3	− 50	0	50	100	150	200°
0	c_p/c_v	1,40	1,40	1,40	1,39$_5$	1,39$_5$	1,39	1,39
50	$(c_p/c_v)_{\mathrm{K}}$	1,75$_5$	—	1,52$_5$	—	—	—	—
	c_p/c_v	1,71$_5$	1,59	1,51	1,46$_5$	1,44	1,42$_5$	1,41$_5$
100	$(c_p/c_v)_{\mathrm{K}}$	2,17$_5$	—	1,64	—	—	—	—
	c_p/c_v	2,12	1,79	1,61	1,53	1,48$_5$	1,45$_5$	1,43$_5$
150	$(c_p/c_v)_{\mathrm{K}}$	2,47	—	1,73	—	—	—	—
	c_p/c_v	2,41	1,93$_5$	1,70	1,58$_5$	1,52	1,48	1,45
200	$(c_p/c_v)_{\mathrm{K}}$	2,35$_5$	—	1,81$_5$	—	—	—	—
	c_p/c_v	2,39$_5$	2,02	1,77	1,63$_5$	1,55	1,49$_5$	1.46$_5$

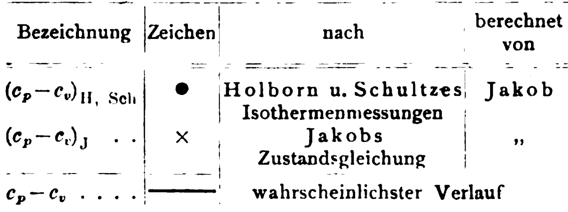
Zahlentafel IV.

Wahrscheinlichste Werte der spezifischen Wärme der Luft.

$10^{-4}\,p$ [kg·m^{-2}]	t	− 79,3	− 50	0	50	100	150	200	250°
0	c_p	0,241	0,241	0,241	0,241	0,242	0,243	0,244	0,245
50		0,317	0,283	0,265	0,257$_5$	0,253	0,250$_5$	0,249$_5$	0,249$_5$
100		0,416	0,326$_5$	0,287	0,272	0,263$_5$	0,258	0,255$_5$	0,254
150		0,496	0,360	0,305	0,284$_5$	0,272$_5$	0,265	0,260$_5$	0,258
200		0,515	0,380	0,320	0,295$_5$	0,280$_5$	0,270$_5$	0,265	0,262
0	c_v	0,172	0,172	0,172	0,172$_5$	0,173$_5$	0,174$_5$	0,175$_5$	0,176
50		0,185	0,178	0,175$_5$	0,176	0,176	0,176	0,176$_5$	0,177$_5$
100		0,196	0,182$_5$	0,178	0,178	0,177$_5$	0,177$_5$	0,178	0,179
150		0,206	0,186	0,179$_5$	0,179$_5$	0,179	0,179	0,179$_5$	0,180
200		0,215	0,188$_5$	0,181	0,181	0,181	0,181	0,181	0,181
0	$c_p - c_v$ . .	0,069	0,069	0,069	0,068$_5$	0,068$_5$	0,068$_5$	0,068$_5$	0,069
50		0,132	0,105	0,089$_5$	0,081$_5$	0,077	0,074$_5$	0,073	0.072
100		0,220	0,143	0,109	0,094	0,086	0,080$_5$	0,077$_5$	0,075
150		0,290	0,174	0,125$_5$	0,105	0,093$_5$	0,086	0,081	0,078
200		0,300	0,192$_5$	0,139	0,114$_5$	0,099$_5$	0,089$_5$	0,084	0,081
0	c_p/c_v . . .	1,40	1,40	1,40	1,39$_5$	1,39$_5$	1,39	1,39	1,39
50		1,71$_5$	1,59	1,51	1,46$_5$	1,44	1,42$_5$	1,41$_5$	1.40$_5$
100		2,12	1,79	1,61	1,53	1,48$_5$	1,45$_5$	1.43$_5$	1,42
150		2,41	1,93$_5$	1,70	1,58$_5$	1,52	1,48	1,45	1,43$_5$
200		2,39$_5$	2,02	1,77	1,63$_5$	1,55	1,49$_5$	1,46$_5$	1,45

und hieraus die in der Zahlentafel II mit $(c_p - c_v)_J$ bezeichneten Werte. Die mit Berücksichtigung von c_p, c_v und c_p/c_v als wahrscheinlichste angenommenen Werte sind je in einer dritten Zeile mit der Bezeichnung $c_p - c_v$ enthalten. Der für $p = 0$ eingetragene Wert ist aus c_p und c_p/c_v (siehe Zahlentafel III) berechnet.





Bezeichnung	Zeichen	nach	berechnet von
$(c_p - c_v)_{H, Sch}$	●	Holborn u. Schultzes Isothermenmessungen	Jakob
$(c_p - c_v)_J$ . .	×	Jakobs Zustandsgleichung	"
$c_p - c_v$	———	wahrscheinlichster Verlauf	

Fig. 2. $c_p - c_v$.

In der Zahlentafel II und ihrer graphischen Darstellung in Fig. 2 ist bemerkenswert, wie gut die auf Grund von Drosselversuchen[1]) gewonnenen Werte $(c_p - c_v)_J$ mit den nach Isothermenmessungen berechneten $(c_p - c_v)_{H, Sch}$ zwischen -50 und $+200^0$ und bis zu 150 at übereinstimmen. Auch bei 200 at sind die Abweichungen nicht allzu groß. Der Charakter der Isobaren von $(c_p - c_v)$ ist ganz ähnlich dem der c_p-Isobaren (siehe Fig. 1).

[1]) Allerdings ist bei der Aufstellung von Jakobs Zustandsgleichung Holborn und Schultzes Isotherme für 0^0 benutzt worden, wodurch aber nur der Nenner von Gleichung (2) und auch dieser einzig bei der Temperatur 0^0 von den Isothermenmessungen beeinflußt ist.

5. Die spezifische Wärme c_v für konstantes Volumen.

Aus den Werten c_p und $c_p - c_v$ der Tabellen I und II ergibt sich unmittelbar c_v. (Siehe Fig. 3 und Zahlentafel IV.) Für ein ideales Gas wäre c_v vom Druck unabhängig. Fig. 3 zeigt, daß c_v oberhalb 0^0 mit zunehmendem Druck ein wenig, unterhalb 0^0 stärker zunimmt. Ein Einfluß der Temperatur auf c_v zwischen 0 und 200^0 ist nicht mit Sicherheit nachzuweisen; die Kurven deuten auf einen schwachen Anstieg der spezifischen Wärme mit der Temperatur hin.

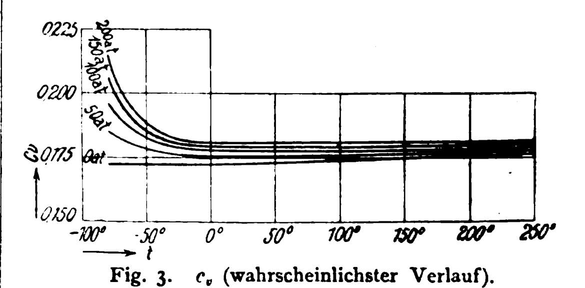


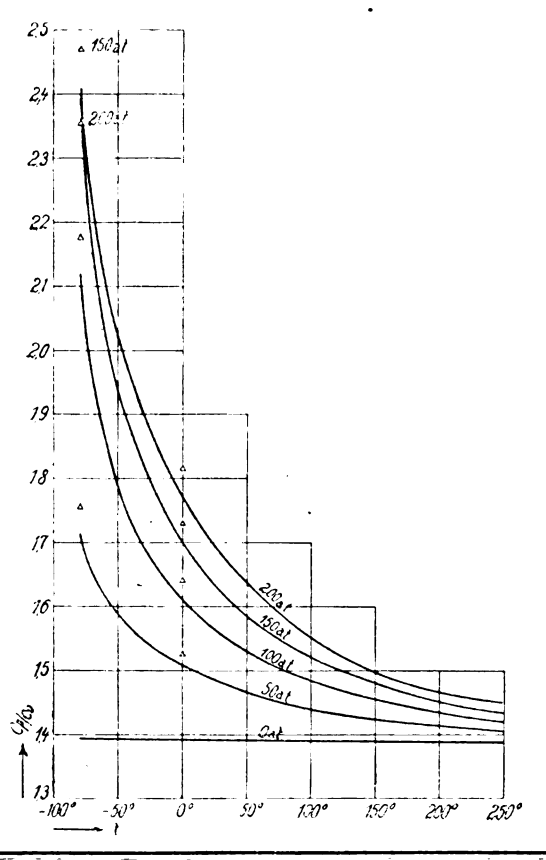
Fig. 3. c_v (wahrscheinlichster Verlauf).

6. Das Verhältnis c_p/c_v der spezifischen Wärme.

Aus den wahrscheinlichsten Werten c_p und c_v wurde nun das Verhältnis c_p/c_v berechnet und in Zahlentafel III aufgenommen. Nur c_p/c_v für $p = 0$ wurde aus den Wärmetabellen der Reichsanstalt eingesetzt. In der gleichen Tafel sind die von Koch gemessenen Werte $(c_p/c_v)_K$ eingetragen. Die graphische Darstellung in Fig. 4 zeigt die gleiche Gesetzmäßigkeit nach Kochs Messungen und unseren Berechnungen. Bemerkenswert ist insbesondere, daß auch unsere Kurven für 150 und 200 at sich in der Nähe von -80^0 schneiden. Dagegen verlaufen unsere Isobaren fast durchweg etwas unterhalb der Versuchspunkte von Koch. Wenn diese genau richtig lägen, so müßte entweder c_p größer sein oder c_v kleiner, als von uns angenommen wurde. In der Tat liegen die nach Jakobs Drosselgleichung berechneten Werte $(c_p)_J$ für 0 und $-79{,}3^0$ oberhalb unserer Isobaren (siehe Fig. 1). Würde man aber diese Werte $(c_p)_J$ als streng richtig annehmen, so würde $(c_p - c_v)$ größer werden als von uns berechnet wurde. Dagegen spricht der Verlauf der Isobaren für $(c_p - c_v)$ (siehe Fig. 2). Ebenso würde $(c_p - c_v)$ zu groß werden, wenn man c_v kleiner als nach Fig. 3 annehmen oder die Änderungen kombinieren wollte. Daß Kochs Werte c_p/c_v bei 0^0 etwas zu groß sind, geht auch unmittelbar aus den Messungen von Holborn und Schultze hervor. Koch gewinnt seine Werte nämlich aus der Formel

$$c_p/c_v = -\frac{c^2}{v^2}\frac{\partial v}{\partial p}, \qquad (10)$$

worin C die Schallgeschwindigkeit in der Luft vom Zustand p, v, t bedeutet. Nun sind die Werte von v und von $\partial v/\partial p$ nach Koch um etwa $5^0/_{00}$ kleiner als nach Holborn und Schultze. Hiernach wird c_p/c_v um etwa $5^0/_{00}$ zu groß sein. Die Genauigkeit seiner Werte bei $-79{,}3^0$ schätzt Koch selbst auf $1^0/_0$. Die Übereinstimmung zwischen den von Koch direkt gemessenen und den von uns berechneten Werten von c_p/c_v auf 1 bis $2^1/_2{}^0/_0$ ist daher als ganz befriedigend zu bezeichnen.



Bezeichnung	Zeichen	
$(c_p/c_v)_K$ . . .	△	nach Kochs Messungen
c_p/c_v	———	wahrscheinlichster Verlauf

Fig. 4. c_p/c_v.

7. Ergebnis der Untersuchung.

In den Isobaren (Fig. 1—4) und in der Zahlentafel IV sind die Werte der spezifischen Wärme c_p und c_v der Luft (sowie ihrer Differenz und ihres Verhältnisses) wiedergegeben, die wir im Bereich von 0 bis 200 at und von -80 bis 250^0 nach der vorliegenden Untersuchung für die wahrscheinlichsten halten.

Dem allgemeinen Charakter nach gleichen unsere Isobarensysteme den zuerst für Wasserdampf[1] und Ammoniak[2] beobachteten. Für c_v und $c_p - c_v$ hat solche Isobaren des Wasserdampfes wohl zuerst Eichelberg[3]) berechnet und zwar ebenfalls nach Gleichung (2). Bei näherem Vergleiche wird auffallen, daß, während die Isobaren für Dämpfe fächerartig auseinander streben, unsere Isobaren sich bei tieferer Temperatur mit zunehmendem Druck einander nähern, ja sich schneiden. Dasselbe hat Fischer bei Berechnung der spezifischen Wärme der Kohlensäure aus einem Mollierschen J, S-Diagramm gefunden.[4]) Diese Verschiedenheit scheint an dem bei Reduktion auf korrespondierende Werte verschiedenen Druck- und Temperaturbereich der verglichenen Systeme zu liegen. Schon nach der van der Waalsschen Zustandsgleichung würden die Isobaren, wie Schüle[5]) nachgewiesen hat, bei abnehmender Temperatur unterhalb des kritischen Druckes sich schneiden und zwar bei um so höherer Temperatur, je höher der Druck ist. Schüle macht in der vierten Auflage seines Werkes auf die auffallende Übereinstimmung seines nach der van der Waalsschen Gleichung gewonnenen Diagramms mit Fischers c_p-Isobaren der Kohlensäure aufmerksam und bezeichnet das als eine „glänzende Bestätigung der van der Waalsschen Gleichung bezüglich der spezfischen Wärme im nicht idealen Gaszustand, mindestens in qualitativer Hinsicht". In quantitativer Beziehung dagegen versagt die van der Waalssche Gleichung. Bei 60^0 und 200 at z. B. liefert sie für Luft um über $30^0/_0$ zu geringe Werte von c_p.

Unseren Isobarensystemen auch in quantitativer Beziehung eine beträchtliche Sicherheit zuzuschreiben, berechtigt uns die Tatsache, daß sie aus Versuchen verschiedener Forscher nach ganz verschiedenen Verfahren abgeleitet sind, nämlich aus einer kalorimetrischen Bestimmung von c_p, aus Messungen des differentialen und des integralen Thomson-Jouleeffektes, aus Isothermenbestimmungen und Schallgeschwindigkeitsmessungen. Es spricht für die Güte der verschiedenen Versuche, daß ihre Ergebnisse sämtlich im wesentlichen in die Isobarensysteme hineinpassen. Würde man weniger genaue Isothermenmessungen, z. B. die von Amagat, zugrunde gelegt haben, so wäre man zweifellos nicht zum Ziel gelangt. Obgleich manche Werte, nach den Ergebnissen eines einzelnen Beobachters berechnet, in gewissen Bereichen stärker herausfallen, ermöglicht doch die

[1]) Osc. Knoblauch und M. Jakob, Sitz.-Ber. d. Bayer. Akad. d. Wiss. **35** (1905), S. 441.

[2]) Siehe Seite 461, Fußnote 5.

[3]) a. a. O.

[4]) V. Fischer, Zeitschr. f. d. ges. Kälteindustrie 1921, Heft 12.

[5]) W. Schüle, Techn. Thermodynamik, 3. Aufl. 2. Band, S. 35, Fig. 15; 1920.

Gesamtheit der Messungen und Berechnungen die richtige Lage der betreffenden Punkte zu finden, so z. B. bei 200° gegenüber den von uns nach Holborn und Schultze oder bei 0° gegenüber den von Schüle nach Bradley und Hale berechneten c_p-Werten oder bei — 50° und 200 at gegenüber c_p nach Noell. Die Kurvensysteme für c_p, c_v, $c_p - c_v$ und c_p/c_v erlauben zudem einen gegenseitigen zeichnerischen Ausgleich. Ich schätze daher die Genauigkeit der von uns gewonnenen Werte oberhalb — 50° auf 1 bis 2%, bei — 80° auf 3 bis 4%.

(Eingegangen am 1. Oktober 1923.)

Über die Explosionsgrenzen von Gasgemischen.[1])

Von E. Asch.

Zweck der Untersuchung.

Bei der Entwicklung der elektrischen Großkraftmaschine spielt die auf das Kilogramm Maschinengewicht entfallende Leistung eine besonders wichtige Rolle. Der Steigerung dieser Ziffer wird eine Grenze gesetzt durch die in der Zeiteinheit abführbare Joulesche Wärme. Es liegt nahe, zu diesem Zweck kühlfähigere Gase als Luft zu verwenden und so hat man mit Helium und anderen Edelgasen bereits eingehende Versuche in dieser Richtung gemacht.

Wohlfeilere Gase, die ebenfalls geeignet erscheinen, sind vor allem die leichtbrennbaren, nämlich Wasserstoff und Methan.

Folgende Versuche zeigen, wie man durch deren Mischung mit indifferenten Bestandteilen wie Kohlensäure und Luftstickstoff die Explosionsgrenzen beeinflussen kann.

Versuchsanordnung.

Fig. 1 zeigt eine Glasflasche, deren Gummistöpsel ein kurzes Einlaßrohr sowie ein weites, bis auf den Boden reichendes trägt, das im Innern ein dünnes Heberrohr aufnehmen kann. In dem dadurch entstehenden Zwischenraum führt eine isolierte Kupferdrahtleitung in die Flasche und außen an dem weiteren Rohr wieder herauf bis etwa in die Mitte derselben, wo sie eine zur Aufnahme eines Zünddrahtes geeignete Gabel trägt.

[1]) Nachfolgende Untersuchung wurde im Rahmen einer von Dr. M. Pohl (A.E.G.-Turbinenfabrik) unternommenen Prüfung der Dynamokühlungsfrage veranstaltet, über deren wärmetechnischen Teil der Genannte bereits in einem Aufsatz: „Grundsätzliches zur Wärmeberechnung elektrischer Maschinen, insbesondere im Kreisprozeß gekühlter Turbogeneratoren", Archiv für Elektrotechnik 17 (1923), S. 361, berichtet hat.

Durch Aushebern bestimmter Mengen Wasser führt man nun der Flasche nacheinander die zu mischenden Gase zu, und zwar in der Reihenfolge: Luft—Wasserstoff (bzw. Methan)—Kohlensäure. Es ist anzunehmen, daß die Diffusion der Gase unterstützt wird, dadurch, daß die schwere Kohlensäure das auf der Luft lagernde leichte Gas nach unten spült.

Durch systematische Änderung des Gemisches in beiden möglichen Richtungen wurde die Grenze der Explosionsfähigkeit bestimmt als zwischen dem letzten Zündpunkt und dem ersten Versagen der Zündung liegend. Häufig war es möglich, so nahe an die Grenze heranzurücken, daß ein langsames Verbrennen von beobachtbarer Zeitdauer eintrat.

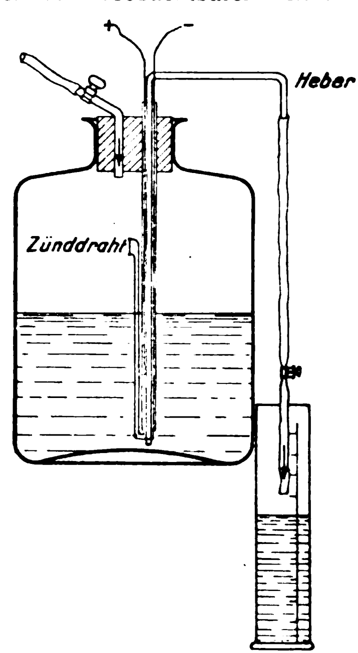


Fig. 1.

Hergestellt wurden die Gase im Kippschen Apparat für Kohlensäure- bzw. Wasserstoff. Das Methan wurde einer von der Rombacher Hütte gelieferten Flasche entnommen, in der es sich unter 140 at Druck befand. Der Lieferant gibt die Analyse des Gases wie folgt an:

	90%	Methan,
etwa	5%	Wasserstoff,
etwa	5%	schwere Kohlenwasserstoffe, wie Äthylen usw.

Ergebnisse.

Fig. 2 und 3 zeigen für beide Gase das Gebiet der Explosionsfähigkeit bei Mischung mit Luft und Kohlensäure. Entsprechend der Verwendung von Wasserstoff (bzw. Methan)-Kohlensäuregemischen zur Kühlung wurde der Grad dieser Mischung als Abszisse aufgetragen und als Ordinate



Versuchsreihe	Volumen % $\frac{CO_2}{CO_2+H_2}$	Volumen % Luft	Volumen % H_2	Zündung = Z. langsame Verbrennung = l. V. keine Zündung = k. Z.
I.	0	95	5	k. Z.
	0	94	6	k. Z.
	0	83	7	l. V.
	0	30	70	Z.
	0	29	71	k. Z.
	0	28	72	k. Z.
	0	27	73	k. Z.
II.	8,57	96,4	3,32	k. Z.
	20,—	96,—	3,30	k. Z.
	6,67	90,7	3,12	k. Z.
III.	30,—	93,4	4,66	Z.
	50,—	91,—	4,55	l. V.
	58,3	89,4	4,46	l. V.
	66,7	87,—	4,35	k. Z.
IV.	81,4	67,—	6,78	l. V.
	84,6	62,7	6,16	k. Z.
	85,—	60,2	5,53	k. Z.
V.	50,—	78,—	11,—	Z.
	66,7	70,14	9,96	Z.
	70,—	68,1	9,70	Z.
	83,4	54,1	7,7	l. V.
	87,4	46,6	6,8	l. V.
	91,1	39,—	5,5	k. Z.
VI.	50,—	70,2	14,9	Z.
	66,2	63,1	13,—	Z.
	70,1	58,6	12,5	Z.
	73,9	55,2	11,75	Z.
	79,—	49,6	10,6	Z.
	82,4	45,18	9,64	Z.
	85,8	40,2	8,57	Z.
	87,—	38,2	8,1	l. V.
	89,—	34,4	7,3	l. V.
	91,—	29,9	6,4	l. V.
	91,7	28,—	6,—	k. Z.
VII.	72,2	32,4	18,3	k. Z.
	78,—	36,1	14,1	k. Z.
	80,—	33,8	13,2	k. Z.
	84,—	29,1	11,35	k. Z.
VIII.	50,—	44,8	27,6	Z.
	60,—	39,4	24,2	Z.
	63,5	37,2	22,8	Z.
	66,7	35,1	21,6	k. Z.
	67,9	34,4	21,2	k. Z.
	69,3	33,3	20,5	k. Z.
	71,4	31,8	19,5	k. Z.
IX.	40,—	37,5	37,5	Z.
	44,—	35,95	35,95	Z.
	50,—	33,3	33,3	k. Z.
X.	14,3	32,3	58,—	Z.
	18,—	31,3	56,4	Z.
	21,7	30,3	54,6	k. Z.
	28,—	28,6	51,4	k. Z.
XI.	9,1	31,2	62,5	Z.
	13,03	30,3	60,63	l. V.
	13,8	30,2	60,2	l. V.
	15,25	29,6	59,5	l. V.
	16,65	29,4	58,8	k Z.
	20,—	28,6	57,1	k. Z.
	33,3	25,—	50,—	k. Z.
	50,—	20,—	40,—	k. Z.
XII.	8,22	29,2	70,2	k. Z.
	1,75	24,6	74,1	k. Z.
	3,23	24,4	73,2	k. Z.
	5,—	24,1	72,1	k. Z.
	10,—	23,—	69,3	k. Z.

Versuchsreihe	Volumen % $\frac{CO_2}{CO_2+CH_4}$	Volumen % Luft	Volumen % CH_4	Zündung = Z. langsame Verbrennung = l. V. keine Zündung = k. Z.
I.	0	85,—	15,—	k. Z.
	0	87,9	12,1	l. V.
	0	94,—	6,—	l. V.
	0	93,—	7,—	l. V.
	0	87,—	13,—	k. Z.
	0	92,—	8,—	Z.
	0	95,—	5,—	k. Z.
II.	20	85,—	12,—	Z.
	20	80,—	16,—	k. Z.
	20	82,8	13,76	k. Z.
	20	90,—	8,—	Z.
	20	94,—	4,8	k. Z.
	20	92,—	4,4	l. V.
III.	35	83,4	10,67	Z.
	35	91,5	5,52	l. V.
	35	82,—	17,7	k. Z.
IV.	50	75,—	12,5	k. Z.
	50	80,—	10,—	k. Z.
	50	85,—	7,5	l. V.
	50	82,8	8,6	k. Z.
	50	93,8	8,1	k. Z.
	50	90,—	5,—	k. Z.
	49,4	87,76	6,24	l. V.
V.	60	86,—	5,6	l. V.
	60	87,—	5,2	k. Z.
	60	85,—	6,—	l. V.
	62	85,5	5,5	l. V.
	64	85,5	5,27	k. Z.

der Gehalt an etwa im Betrieb eindringender schädlicher Luft. Es ist ohne weiteres einleuchtend, daß das träge Methangas ein erheblich kleineres Explosionsgebiet zeigt, das außerdem in

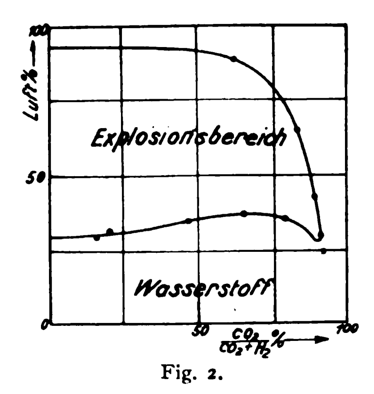


Fig. 2.

den Bereich von 80 bis 90 % Luft zu liegen kommt. Die Genauigkeit der Methode ist trotz der einfachen Mittel immerhin so groß, daß man aus der durch eine Reihe von Punkten gelegten Kurve Zwischenpunkte mit einer Genauigkeit von etwa 0,5 bis 1,0 % ablesen und durch den Versuch bestätigen kann. Allerdings dürfte die Gestalt und Lage der Kurve in geringem Maße abhängen von der Form des verwendeten Explo-

sionsraumes, sowie von der Reinheit des brennbaren Gases.

Wie ersichtlich, ist Wasserstoff auch deswegen weniger geeignet, weil man erst bei 92 % CO_2 im Gemisch $CO_2 + H_2$ Explosionssicherheit erzielen kann. Bei Methan dagegen ist dieses Ziel schon bei 63 % CO_2 erreicht.

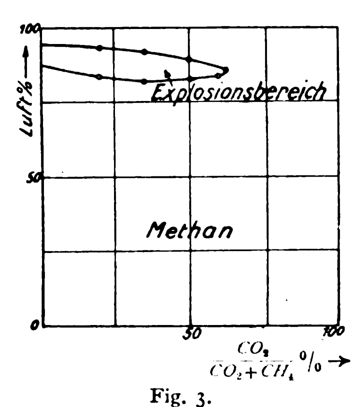


Fig. 3.

Rechnerische Darstellung.

Im folgenden wird der Versuch gemacht, zu der Grenzkurve des Explosionsgebietes, wenigstens für Wasserstoffgemische, auf rechnerischem Wege zu gelangen. Dabei ist die Überlegung maßgebend, das für die Intensität einer Gaszündung in erster Linie die zur Einleitung der Reaktion notwendige Temperatur maßgebend ist. K. G. Falk[1]) gibt die Zündtemperatur bei adiabatischer Kompression olgender Gemische an:

Gemisch	T_c
$4 H_2 + O_2$	878° C. abs.
$2 H_2 + O_2$	813 „ „
$H_2 + O_2$	787 „ „
$H_2 + 2 O_2$	803 „ „
$H_2 + 4 O_2$	894 „ „

Ferner findet er Übereinstimmung seiner Ergebnisse mit folgender empirischer Formel

$$T = T_c + 30\, n,$$

worin n das Volumenverhältnis eines indifferenten Gases (Stickstoff) zum jeweils kleineren aktiven Bestandteil H_2 bzw. O_2 ist. Die von ihm gefundenen Werte für T_c lassen sich durch folgende Formel mit großer Genauigkeit darstellen

$$T_c = 787 \left[1 + \left(\frac{1}{2} \, \frac{1-\alpha}{1+\alpha} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \, \frac{1-\alpha}{1+\alpha} \right)^3 \right],$$

worin α gleich O_2/H_2 zu setzen ist.

Damit ergibt sich für die notwendige Zündtemperatur unseres Gemisches

$$T = 787 \left[1 + \left(\frac{1}{2} \, \frac{1-\alpha}{1+\alpha} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \, \frac{1-\alpha}{1+\alpha} \right)^3 \right] + 30\, n,$$

$$n = 30 (\beta + \alpha \cdot \gamma) \quad \text{für} \quad \alpha > 1,$$

$$n = 30 (\beta / \alpha + \gamma) \quad \text{für} \quad \alpha < 1,$$

mit

$$\alpha = \frac{O_2}{H_2}, \quad \beta = \frac{CO_2}{H_2}, \quad \gamma = \frac{N_2}{O_2}.$$

Es liegt nahe, zu versuchen, ob die Kurven gleicher notwendiger Zündtemperatur zu unserer gefundenen Grenzkurve in irgendwelcher Beziehung stehen. Tatsächlich zeigt sich, daß die Grenzkurve des Explosionsgebietes für Wasserstoff und die Kurve gleicher Zündtemperatur ganz ähnlichen Charakter haben. Allerdings ist die rechts unten vorspringende Nase der Grenzkurve etwas stärker vorgestülpt, als bei den Kurven gleicher Temperatur. Zerlegt man dagegen das Glied „30 n" der Formel in zwei getrennte Glieder für Stickstoff und Kohlensäure und wählt für letztere einen etwas kleineren Koeffizienten, nämlich 25, so fällt die gefundene Grenzkurve zusammen mit der

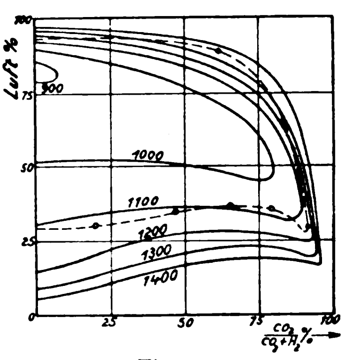


Fig. 4.

Kurve T gleich 1133,9 abs. (Fig. 4). Zu diesem Ansatz kann man sich berechtigt fühlen, da es wohl vorstellbar ist, daß beim Zerfall der Moleküle auch ein geringer Bestandteil der Kohlensäure auf kurze Zeit zerfällt und durch das Auftreten von freiem Sauerstoff die notwendige Zündtemperatur etwas herunter gesetzt wird. Im ganzen ist die Lage der Kurven durch eine derartige Abänderung nicht sehr beeinflußbar. Folgende Tabelle zeigt die gute Übereinstimmung, die durch diesen Ansatz erzielt wird.

Versuchsreihe:	I	II	III	IV
T in °C. abs.:	1162,5	1364,4	1184,—	1168,5
Versuchsreihe:	V	VI	VII	VIII
T in °C. abs.:	1171,5	1161,8	1091,8	1094,8
Versuchsreihe:	IX	X	XI	XII
T in °C. abs.:	1116,3	1132,6	1125,8	1092,8

Damit erhält also die Gleichung, die das Explosionsgebiet eines Wasserstoff-Kohlensäure-Luftge-

[1]) Ann. d. Phys. **24** (1907), S. 450.

mischès beschreibt, folgende Gestalt:

$$T_{\text{mittel}} = 1133{,}9 = 787\left[1 + \left(\frac{1}{2}\,\frac{1-\alpha}{1+\alpha}\right)^2 + \left(\frac{1}{2}\,\frac{1-\alpha}{1+\alpha}\right)^3\right] + \frac{30\,\alpha\cdot\gamma + 25\,\beta}{30\,\gamma + 25\,\beta/\alpha}.$$

Bis auf einen Punkt, der als ungenau anzusehen ist, ergibt sich eine Abweichung von etwa + 4 %.

Die aus Gesagtem zu ziehenden Schlußfolgerungen sind:

Die Falkschen Ergebnisse werden hier auf ganz anderem Wege bestätigt. Die Grenzkurve des Explosionsgebietes ist aufzufassen als eine Kurve gleicher notwendiger Zündtemperatur, deren Überschreiten bei weniger scharfen Gemischen keinen Zerfall der Moleküle durch Druck- und Wärmeleitung mehr hervorrufen würde.

Kohlensäure vergrößert, wie es scheint, das Explosionsgebiet etwas gegenüber Stickstoff.

Bestimmt man den Verlauf der Zündtemperatur für einige Punkte einer derartigen Kurve eines anderen Gasgemisches, so läßt sich das ganze Explosionsgebiet in einfacher Weise rechnerisch beschreiben.

(Eingegangen am 1. April 1923.)

Das Wachsen von Grauguß und seine Verhinderung.

Von E. Asch.

Im Verlaufe der letzten Jahre hat sich in immer steigendem Maße mit der Verwendung von Dampf hoher Spannung und hohen Temperaturen im Betriebe von Großkraftmaschinen eine Erscheinung bemerkbar gemacht, deren Verhinderung von äußerster Wichtigkeit ist. Es handelt sich um eine bleibende Volumenvergrößerung des Graugusses der Maschinenteile, die Temperaturen von 300 bis 350° C. und mehr ausgesetzt sind, vor allem der Dampfzylinder, Gehäuse, Ventilkästen, Zwischenböden von Dampfturbinen usw. Englische und amerikanische Zeitschriften beschäftigen sich seit längerer Zeit mit dieser Erscheinung. Von deutscher Seite ist darüber bisher wenig in die Öffentlichkeit gedrungen. Die Firma Gebr. Sulzer, Winterthur, liefert einen Guß, der eine derartige Veränderung nicht aufweisen soll, die Maschinenfabrik Augsburg-Nürnberg hält ein Patent aufrecht über ein Verfahren, die Einflüsse des Dampfes hoher Temperaturen auf die Zwischendeckel ihrer Turbinen zu verhindern. Darauf wird später zurückzukommen sein.

Der Vorgang bei dieser Einwirkung des Dampfes ist ohne Zweifel chemischer Natur. Dazu ist folgendes zu bemerken. Die Zusammensetzung eines normalen Gußeisens ist etwa diese

Gesamt Kohlenstoff	3,20 %	normales Maschinengußeisen I.
Gebundener Kohlenstoff	0,70 %	
Graphit	2,50 %	
Mangan	0,70 %	
Phosphor	0,40 %	
Schwefel	0,15 %	
Silizium	2,40 %	

Diese Analyse ist ein Mittelwert aus sechs Proben eines handelsüblichen Maschineneisens. Sechs andere Proben von sogenanntem Heißdampfeisen ergaben im Mittel

Gesamt Kohlenstoff	3,40 %	normales Maschinengußeisen II.
Gebundener Kohlenstoff	1,00 %	
Graphit	2,40 %	
Mangan	1,00 %	
Phosphor	0,50 %	
Schwefel	0,15 %	
Silizium	1,70 %	

Wie ersichtlich, unterscheiden sich diese beiden Analysen lediglich durch den etwas niedrigeren Si-Gehalt des sogenanntem Heißdampfeisens. Die folgende Ausführung wird ergeben, daß beide Eisensorten die Bedingungen eines nicht wachsenden Gusses in keiner Weise erfüllen.

Erstarrt die Charge zu sogenanntem grauen Gußeisen, so scheidet sich der Kohlenstoff zum größten Teil, etwa 70 bis 80 %, in Form von großen Graphitblättchen aus. Die 2,5 Gewichtsprozent bedingen einen Gehalt von etwa 10 Volumenprozent. Wird dieses Gemisch von Kristallen der verschiedensten Zusammensetzung, das ein solches Gußeisen darstellt, auf Temperaturen von etwa 300 % erwärmt, so beginnt das in ihm enthaltene Silizium eine doppelt verhängnisvolle Rolle zu spielen. Zunächst bewirkt es eine Mehrausscheidung von Graphit. Die Zerfallstemperatur der Eisen-Kohlenstoffverbindung, des sogenannten Perlit-Karbides, liegt normaler Weise bei 573° C. Silizium hat die Eigenschaft, diese Zerfallstemperatur zu erniedrigen, ja neuerdings hat man einen sogenannten kritischen Punkt bei 210° C. gefunden. Das lockere Gefüge des Graphites erlaubt nun den Gasen der umgebenden Atmosphäre ein Eindringen auf diesem Wege und nun beginnt das Silizium, seinen zweiten und sekundären Einfluß auszuüben. Es verbindet sich mit etwa vorhandenen Sauerstoff zu Siliziumoxyd, das im Verein mit einer gleichzeitigen Oxydation des Graphites durch sein erheblich größeres Volumen den Zusammenhang der Eisenkristalle lockert, und so nicht nur ein sogenanntes Wachsen, sondern auch eine Verminderung der Festigkeitseigenschaften des Gusses bewirkt. Dieser Vorgang ist mehrfach

durch Arbeiten von Carpenter und Rugan sowie von Hurst bewiesen worden. Dazu ist noch zu bemerken, daß die Erscheinungen bei 900 bis 950° C. grundsätzlich andere sind. Bei diesen Temperaturen löst sich der Kohlenstoff wieder in Form von sogenanntem Austenit in festem Zustand. Daher sind die Anstände bei einer Zerstörung von Zylinderköpfen bei Verbrennungsmaschinen meist auf andere Vorgänge zurückzuführen. Hier spielen die eutektischen Phosphide eine Hauptrolle, die bei etwa 950° in die vom Graphit bei der Lösung freigelassenen Hohlräume ausseigern.

Fragt man sich nun, wie man der Erscheinung Herr werden kann, so bieten sich drei Wege, die alle bereits begangen worden sind. Zunächst liegt es nahe, den Guß so zu chargieren, daß der schädliche Einfluß des Siliziums vermieden wird. Ein derartiger Guß müßte folgende Zusammensetzung haben:

Gesamt Kohlenstoff	2,5 %	zähes Gußeisen.
Graphit	möglichst niedrig	
Mangan	1,5 %	
Phosphor	0,01 %	
Schwefel	0,01 %	
Silizium	0,5 %	

Ein derartiges Gußeisen hat die Eigenschaften eines zähen Tempergusses mit einem Schmelzpunkt von etwa 1350°. Diesen Schmelzpunkt kann man durch höheren Phosphorgehalt heruntersetzen, doch büßt das Eisen dadurch an Festigkeit ein. Das wichtigste an dieser Zusammensetzung ist der niedrige Gehalt an Silizium. Ein leidlich gutes Gußeisen kann noch mit einem Gehalt von etwa 1 % Silizium erreicht werden, doch keinesfalls darf es 1,7 bzw. 2,4 %, wie häufig beobachtet, enthalten. Dieser Bestandteil ist für das Wachsen hauptsächlich verantwortlich zu machen. Man kann nun mit dem Gehalt an Silizium nur dann heruntergehen, wenn die Charge wenig Schwefel enthält. Allgemein rechnet man auf ein Teil Schwefel zum Ausgleich seiner schädlichen Wirkung mit etwa zehn Teilen Silizium. Die Verwendung gewöhnlichen Roheisens bedingt häufig bis zu 0,15 % Schwefel, der den großen Zusatz an Si-haltigem Hämatit erfordert.

Sollte es nun nicht möglich sein, ein Roheisen zu beziehen, das weniger Schwefel enthält, müßte man zur Verwendung von mit Holzkohle gekohltem Roheisen übergehen. Dabei bietet sich noch der Vorteil, daß ein aus derartigem Roheisen hergestellter Guß sauerstoffhaltig ist. Der gebundene Sauerstoff erhöht die Festigkeitseigenschaften bedeutend durch eine feinere netzartige Verteilung des Graphits. Dadurch vermindert er das Eindringen der Gase, die auf ihrem Wege keine derartig großen Graphitblättchen vorfinden, wie beim gewöhnlichen Handelsguß. Über die Erzielung eines sauerstoffreichen und nicht wachsenden Eisens ist folgendes zu sagen: Zweckmäßig wird ein Roheisen von 1 % Si in der Bessemerbirne solange gefrischt, bis das Silizium verbrannt ist. Beginnt die Verbrennung des Kohlenstoffes, ist mit dem Frischen aufzuhören. Dieses Eisen ist noch gänzlich ungeeignet. Es ist nun mit einem Eisen von 2 % Si zu gleichen Teilen einzuschmelzen. Dieses Eisen behält beim Umschmelzen den Sauerstoff und zeigt alle oben verlangten Eigenschaften. Vermutlich verbindet sich beim Umschmelzen der Sauerstoff mit dem vorhandenen Silizium, so daß später diese Oxydation nicht mehr zustande kommt. Bei dem von Sulzer hergestellten Guß dürfte es sich um ein ähnliches Verfahren handeln.

Ein zweiter Weg, der von Hurst als gut bezeichnet wird, besteht darin, die äußeren Partien eines gewöhnlichen Gußeisens zu entgraphitieren. Zu diesem Zweck werden die Gußteile in gewöhnlichen Eisenrost eingebettet und auf etwa 900 bis 1000° C. erwärmt. Dadurch wird der Graphit in einer Schicht an der Oberfläche oxydiert, und gleichzeitig seigern die bei dieser Temperatur schmelzenden eutektischen Phosphide in die entstehenden Hohlräume ein. Schliffe von derartig behandelten Gußstücken zeigen deutlich die starke Abnahme des Graphits nach der Oberfläche zu. Man hat allseitig gegen dieses Verfahren Bedenken geäußert bezüglich der Festigkeitseigenschaften des Gusses, und Hurst selber gibt zu, daß noch nicht alles Dunkel aufgeklärt ist, das sich über diesen gefährlichen Pfad breitet. Gestattet es die Zeit, diesen Weg langsam zu beschreiten, so gelangt man zu dem Vorgang, der sich im Betrieb fast immer von selber einstellen wird. Der Natur all dieser Vorgänge entspricht es, daß sie langsam abklingen. So wird man in einzelnen Fällen auch zum Ziele gelangen können, indem man die Gußteile in beschleunigtem Tempo dem Betriebszustand aussetzt. Das will heißen, man erwärmt die Teile auf etwa 400° C. in Dampf, beläßt sie ein bis zwei Stunden im Ofen und läßt sie dann in Luft langsam abkühlen. Dieses Verfahren wendet man so lange an, bis sich kein Wachsen mehr zeigt. In den meisten Fällen dürfte es genügen, insgesamt etwa 50 Stunden zu erwärmen.

Die dritte Möglichkeit, das Wachsen von Grauguß zu verhindern besteht darin, die Gußstücke mit einer Schicht eines Stoffes zu umgeben, die für Gase undurchlässig ist. Darauf beruht das Patent der Maschinenfabrik Augsburg-Nürnberg, und zwar handelt es sich hier um einen metallischen Überzug, der in fein verteilter Weise aufgetragen und nachher verdichtet wird. Man denkt unwillkürlich an das Schoopsche Spritzverfahren, doch kann auch ein Cherardisieren, Galvanisieren oder Emailieren in Frage kommen, wo die Wich-

tigkeit die großen Kosten rechtfertigt, oder bei kleineren Massenfabrikaten. In allerletzter Zeit ist es Dr. Lieblich gelungen, Eisen mit einem Überzug von Chrom zu versehen, um es vor Rost zu schützen. Die Eigenschaften des Chroms versprechen Erfolg auch bei Anwendung zum vorliegenden Zweck. Korrosion durch irgendwelche Bestandteile des Wassers sowie elektrochemische Einwirkung kommt dabei nicht in Frage.

Aus der Gegenüberstellung der verschiedenen Möglichkeiten ergibt sich der erst beschriebene Weg als der billigste und gangbarste. Allerdings dürfte sich auch hier der Guß erheblich teurer stellen, als gewöhnlicher Grauguß, da die Preise des holzgekohlten Roheisens um ein Beträchtliches höher sein dürften als die sonst verwendeten Sorten. Ebenso dürfte die Charge keinesfalls bis zu 60 % fremden Bruch aufweisen, wie es die Rentabilität einer kleinen Gießerei erfordert. Ferner ist das Ziel, ein nicht wachsendes Gußeisen zu liefern, nur durch sorgfältiges Prüfen von Chargen bezüglich ihrer Eigenschaften durch Gefügeuntersuchung, Analyse und Festigkeitsprobe zu erreichen.

Literaturnachweis.

1) Carpenter und Rugan, Iron and Steel Institut 1909 II. Referat: Stahl und Eisen 1909 II, S. 1748; 1911 I, S. 867; 1912 II, S. 1834; 1913 I, S. 1281.
2) Onterbridge, Iron and Steel Institut. Referat: Stahl und Eisen 1904, S. 407; 1909, S. 1748; 1910, S. 602.
3) Hurst, Engineering 1916, 4. August, S. 97. Referat: Stahl und Eisen 1917, S. 211. Iron and Steel Institut, September 1917; desgl. Rev. de Metallurgie 1918, Bd. 15, S. 117; Referat: Stahl und Eisen, 21. März 1918. Journal of the Institut of Metals 1918, S. 142; Foundry, Mai 1918; desgl. Iron and Coal Tr. Rev. 1918, 11. Oktober, S. 415; Engineering, 11. Oktober 1918, S. 115; Referat: Stahl und Eisen, 31. Juli 1919; desgl. Iron and Steel Institut 1918; Iron Age, 7. November 1918; Engineering, 4. Juli 1919; Referat: Stahl und Eisen, 17. Juni 1920.
4) Tammann, Stahl und Eisen, Nr. 20, 18. Mai 1922, S. 772; desgl. Gießerei-Zeitschr. 20. Juni 1922.
5) Bolton, Foundry, Bd. 50, 1922, S. 436.
6) N. Loschge, Feuerungstechnik, 15. Oktober 1917.

(Eingegangen am 1. Oktober 1923.)

Verhalten einer von Wechselstrom durchflossenen Drehspule in einem radial homogenen Magnetfeld.

Von C. Weisglass.

Es soll im folgenden auf eine bisher nicht beachtete Erscheinung bei der Bewegung einer Drehspule unter obigen Bedingungen hingewiesen werden. Man findet nämlich vielfach die Ansicht vertreten, daß ein Gleichstromdrehspuleninstrument an eine Wechselspannung angeschaltet infolge der Trägheit der Drehspule keinen Ausschlag geben kann. Die Rechnung zeigt hingegen ein Verhalten der Spule das sich in gewisser Hinsicht mit den Einschaltvorgängen bei Wechselstrom vergleichen läßt.

Wenn eine periodische Kraft von konstanter Richtung $P = P_0 \sin \omega t$ einen mat. Massenpunkt treibt, lautet die Bewegungsgleichung:

$$m \frac{d^2 x}{d t^2} = P_0 \sin \omega t$$

und das allgemeine Integral ist dann

$$x = -\frac{P_0}{m \omega^2} \sin \omega t + C_1 t + C_2 .$$

Man sieht, daß im allgemeinen Fall, einer gleichförmigen Bewegung (als Lösung der zur Bewegungsgleichung zugehörigen homogenen Differentialgleichung) eine Schwingung überlagert ist, daß aber die Schwingung (von kleiner Amplitude) nicht die Hauptbewegung ist. Es kann allerdings eine reine Schwingung auftreten, unter Umständen die noch besprochen werden wollen.

In unserem Fall haben wir eine Drehspule mit dem Trägheitsmoment Θ, deren Ausschläge α sind. Sie erfahre eine Dämpfung (k) und es wirke auf sie keine rückführende Federkraft. Der Wechselstrom $J = J_0 \sin \omega t$ erzeugt ein Drehmoment $M = M_0 \sin \omega t$, wenn man das Eigen-(wechsel-)feld der Drehspule gegenüber dem unvergleichlich stärkeren permanenten Feld vernachlässigt.

Die Bewegungsgleichung ist dann

$$\Theta \frac{d^2 \alpha}{d t^2} = M_0 \sin \omega t - k \frac{d \alpha}{d t}$$

oder

$$\frac{d^2 \alpha}{d t^2} + \frac{k}{\Theta} \frac{d \alpha}{d t} = \frac{M_0}{\Theta} \sin \omega t , \quad (k > 0).$$

Die homogene Differentialgleichung ist

$$\ddot{\alpha} + \frac{k}{\Theta} \dot{\alpha} = 0$$

und hat als Lösung

$$\alpha = C_1 e^{0 t} + C_2 e^{-\frac{k}{\Theta} t} .$$

Als partikuläres Integral der inhomogenen Diffgl. liegt nahe:

$$\alpha = A \sin (\omega t + \varphi),$$

es ist

$$\dot{\alpha} = A \omega \cos (\omega t + \varphi)$$

und

$$\ddot{\alpha} = - A \omega^2 \sin (\omega t + \varphi)$$

und demnach

$$- A \omega^2 \sin (\omega t + \varphi) + \frac{k}{\Theta} A \omega \cos (\omega t + \varphi)$$
$$= \frac{M_0}{\Theta} \sin \omega t$$

oder nach Zusammenfassung

$$\sqrt{\omega^4 A^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}\omega^2 A^2} \sin(\omega t + \varphi + \psi) = \frac{M_0}{\Theta} \sin \omega t,$$

daher

$$A \omega \sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}} = \frac{M_0}{\Theta}, \quad A = \frac{M_0}{\Theta \omega \sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}};$$

$$\varphi + \psi = 0, \quad \varphi = -\psi = -\operatorname{arctg}\left(-\frac{k \omega A}{\Theta \omega^2 A}\right) = \operatorname{arctg} \frac{k}{\Theta \omega}.$$

Das allgemeine Integral ist also:

$$\left.\begin{aligned} \alpha = C_1 + C_2 e^{-\frac{k}{\Theta} t} + \frac{M_0}{\Theta \omega \sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}} \cdot \\ \cdot \sin\left(\omega t + \operatorname{arctg} \frac{k}{\Theta \omega}\right). \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Wählt man als Anfangsbedingungen den Ruhezustand und die Ausgangslage, also zur Zeit

$$t = t_0 \left(0 \leqq t_0 < \frac{2\pi}{\omega}\right): \ \alpha = 0, \quad \dot{\alpha} = 0,$$

so bestimmen sich die Konstanten wie folgt:

$$\dot{\alpha}(t_0) = 0 = \frac{k}{\Theta} C_2 e^{-\frac{k}{\Theta} t_0} + \frac{M_0 \cos(\omega t_0 + \varphi)}{\Theta \sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}},$$

$$C_2 = \frac{M_0}{k \sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}} \cdot e^{\frac{k}{\Theta} t_0} \cos(\omega t_0 + \varphi);$$

$$\alpha(t_0) = 0 = C_1 + C_2 e^{-\frac{k}{\Theta} t_0} + \frac{M_0 \sin(\omega t_0 + \varphi)}{\Theta \omega \sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}},$$

$$C_1 = -\frac{M_0}{\sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}} \left[\frac{1}{k} \cos(\omega t_0 + \varphi) + \frac{1}{\Theta \omega} \sin(\omega t_0 + \varphi)\right]$$

$$= -\frac{M_0}{\sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}} \frac{1}{k} \frac{\Theta}{\Theta \omega} \sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}} \cos \omega t_0),$$

$$C_1 = -\frac{M_0}{\omega k} \cos \omega t_0. \quad (2)$$

Die Bewegung, die die Drehspule ausführt, setzt sich hier gleichfalls aus zwei Bewegungen zusammen. Es überlagert die Schwingung eine verzögerte Drehbewegung, die nach einem $e^{-\lambda t}$-Gesetz abklingt und einen Endausschlag der Drehspule bedingt, der gleich C_1 ist (Fig. 1). Er ist proportional M_0 also proportional der Stromstärke.

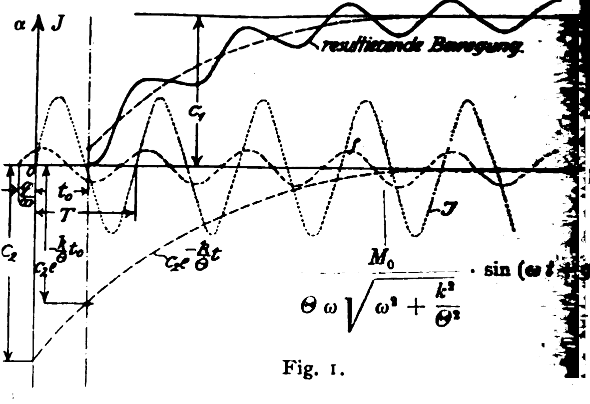


Fig. 1.

Da die Amplitude der Schwingung annähernd verkehrt proportional der zweiten Potenz von ω, also auch von $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ ist, verschwindet sie bei den gebräuchlichen Periodenzahlen, und es kann auch hier die verzögerte Drehbewegung als Hauptbewegung angesprochen werden.

Der Endausschlag $\alpha(t \to \infty) = C_1$ ist aber, wie der Ausdruck (2) zeigt, kein konstanter Wert, sondern variiert mit der Einschaltzeit t_0. Wird das Instrument zur Zeit

$$t_0 = 0 \quad \text{bzw.} \quad t_0 = \frac{\pi}{\omega} = \frac{1}{2} T$$

(T = Periode der Spannung) an die Spannung angelegt, so daß

$$J(t_0) = J_0 \sin \omega t_0 = 0$$

ist, dann erreicht der absolute Wert von C_1 ein Maximum; für

$$t_0 = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\omega} = \frac{1}{4} T \quad \text{und} \quad t_0 = \frac{3}{4} T \text{ ist } C_1 = 0,$$

d. h. wird das Instrument zu einer Zeit eingeschaltet, die einer Spannungsphase von $\pi/2$ bzw. $3\pi/2$ entspricht, so führt die Drehspule (sieht man vom Anfang der Bewegung ab) eine Drehschwingung mit $\alpha = 0$ als Schwingungsmittellage aus. Es liegt dann die üblich angenommene Bewegung tatsächlich vor, die aber nur unter obiger Voraussetzung eintritt (Fig. 2).

Ist

$$\omega t_0 - \varphi = \frac{\pi}{2}, \quad \text{bzw.} \quad \frac{3\pi}{2},$$

also

$$t_0 = \frac{1}{\omega}\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right), \quad \text{bzw.} \quad \frac{1}{\omega}\left(\frac{3\pi}{2} - \varphi\right)$$

$$= T\left(\frac{1}{4} - \frac{\varphi}{2\pi}\right), \quad \text{bzw.} \quad T\left(\frac{3}{4} - \frac{\varphi}{2\pi}\right)$$

dann verschwindet C_2 und die Drehspule führt abermals eine (reine) Drehschwingung aus.

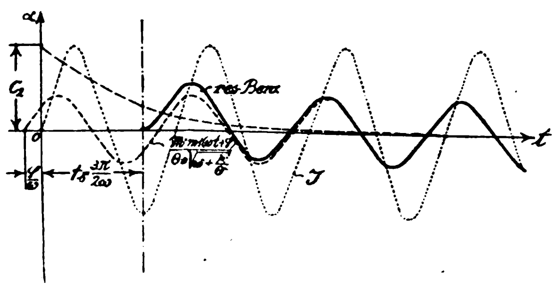


Fig. 2.

Schwingungsmittellage ist $\alpha = C_1$ (Fig. 3).

Da, wie die Rechnung erkennen läßt, die Bewegung der Drehspule sehr vom Beginn des Stromflusses abhängt, muß noch die bis nun

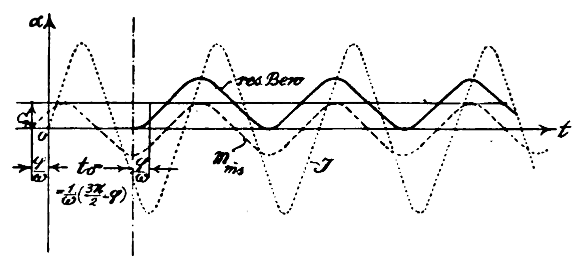


Fig. 3.

stillschweigend gemachte vereinfachende Voraussetzung, daß

$$J(t = t_0) = J_0 \sin \omega t_0$$

berichtigt werden. Wird die Drehspule an die Spannung $E = E_0 \sin \omega \bar{t}$ zur Zeit $\bar{t} = \bar{t}_0$ angelegt, so ist bekanntlich der Strom

$$J = C e^{-\frac{r}{L}\bar{t}} + J_0 \sin(\omega \bar{t} - \gamma),$$

wobei

$$C = -J_0 e^{\frac{r}{L}\bar{t}_0} \sin(\omega \bar{t}_0 - \gamma), \quad J_0 = \frac{E_0}{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}$$

und

$$\gamma = \operatorname{arctg} \frac{\omega L}{r}$$

ist. (r = Widerstand, L = Koeff. d. S. J.). Aus Gründen der Zweckmäßigkeit sei

$$\omega \bar{t} = \omega t + \gamma, \quad \bar{t} = t + \frac{\gamma}{\omega} = t + \tau$$

gesetzt, so daß der, die Drehspule durchfließende Strom:

$$J = -J_0 e^{\frac{r}{L}(t_0 + \tau)} \sin \omega t_0 \cdot e^{-\frac{r}{L}(t + \tau)} + J_0 \sin \omega t$$

ein Moment von gleichem Ausdruck erzeugt in dem statt $J \rightarrow M$ zu setzen ist.

Die Bewegungsgleichung ist jetzt:

$$\frac{d^2 \alpha}{d t^2} + \frac{k}{\Theta}\frac{d\alpha}{dt} = \frac{M_0}{\Theta} \sin \omega t - \underbrace{- \frac{M_0}{\Theta} e^{\frac{r}{L}(t_0+\tau)} \sin \omega t_0}_{K} \cdot e^{-\frac{r}{L}(t+\tau)}, \quad (k > 0).$$

Das allgemeine Integral dieser Diffgl. ist das allgemeine Integral (1) vermehrt um eine partikuläre Lösung der Diffgl.:

$$\ddot{\alpha} + \frac{k}{\Theta}\dot{\alpha} = K e^{-\frac{r}{L}(t+\tau)}.$$

Eine solche ist:

$$\alpha = A e^{b(t+\beta)};$$

es ist

$$\dot{\alpha} = b A e^{b(t+\beta)}, \quad \ddot{\alpha} = b^2 A e^{b(t+\beta)};$$

$$\left(b^2 A + \frac{k}{\Theta} b A\right) e^{b(t+\beta)} \equiv K e^{-\frac{r}{L}(t+\tau)},$$

woraus

$$b = -\frac{r}{L}, \quad \beta = \tau, \quad A = \frac{K}{\left(\frac{r}{L}\right)^2 + \frac{k}{\Theta}\frac{r}{L}}$$

resultiert.

Das allgemeine Integral hat daher die Gestalt:

$$\alpha = C_1 + C_2 e^{-\frac{k}{\Theta}t} + \frac{M_0}{\Theta \omega \sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}} \sin(\omega t + \varphi) - \frac{M_0 e^{\frac{r}{L}(t_0+\tau)} \sin \omega t_0}{\Theta \frac{r}{L}\left(\frac{r}{L} + \frac{k}{\Theta}\right)} \cdot e^{-\frac{r}{L}(t+\tau)},$$

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{k}{\omega \Theta},$$

wobei die Konstanten wiederum zu bestimmen sind aus den Anfangsbedingungen

$$t = t_0, \left(0 \leqq t_0 < \frac{2\pi}{\omega}\right): \alpha = 0, \dot{\alpha} = 0.$$

$$\dot{\alpha}(t_0) = 0 = -\frac{k}{\Theta} C_2 e^{-\frac{k}{\Theta}t_0} + \frac{M_0 \cos(\omega t_0 + \varphi)}{\Theta \sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}} + \frac{M_0 \sin \omega t_0}{\Theta\left(\frac{r}{L} + \frac{k}{\Theta}\right)},$$

$$C_2 = \frac{M_0 e^{\frac{k}{\Theta}t_0}}{k}\left[\frac{\sin \omega t_0}{\frac{r}{L} + \frac{k}{\Theta}} + \frac{\cos(\omega t_0 + \varphi)}{\sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}}\right] = U \cdot \cos(\omega t_0 - \psi);$$

und zwar ist angenähert

$$U \doteq \frac{M_0 e^{\frac{k}{\Theta} t_0}}{k\left(\frac{r}{L} + \frac{k}{\Theta}\right)},$$

wenn $\omega^{-\varkappa}$ ($\varkappa \geqq 2$) gegenüber der Einheit, und der Einheit nahestehende Größen gegenüber $\omega^{\varkappa}$ vernachlässigt werden.

$$\alpha(t_0) = 0 = C_1 + C_2 e^{-\frac{k}{\Theta} t_0} + \frac{M_0 \sin(\omega t_0 + \varphi)}{\Theta \omega \sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}} - \frac{M_0 \sin \omega t_0}{\Theta \frac{r}{L}\left(\frac{r}{L} + \frac{k}{\Theta}\right)},$$

$$C_1 = -\frac{M_0}{k}\left[\frac{\sin \omega t_0}{\frac{r}{L} + \frac{k}{\Theta}} + \frac{\cos(\omega t_0 + \varphi)}{\sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}}\right] - \frac{M_0}{\Theta}\left[\frac{\sin(\omega t_0 + \varphi)}{\omega \sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}} - \frac{\sin \omega t_0}{\frac{r}{L}\left(\frac{r}{L} + \frac{k}{\Theta}\right)}\right]$$

$$= -M_0 \left[\sin \omega t_0 \left(\frac{1}{k\left(\frac{r}{L} + \frac{k}{\Theta}\right)} - \frac{1}{\Theta \frac{r}{L}\left(\frac{r}{L} + \frac{k}{\Theta}\right)}\right) + \frac{\sin(\omega t_0 + \varphi)}{\Theta \omega \sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}} + \frac{\cos(\omega t_0 + \varphi)}{k \sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}}\right]$$

$$= -M_0 \left[\sin \omega t_0 \frac{\frac{r}{L} - \frac{k}{\Theta}}{k \frac{r}{L}\left(\frac{r}{L} + \frac{k}{\Theta}\right)} + \underbrace{\frac{1}{\sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}}}\left(\frac{\sin(\omega t_0 + \varphi)}{\Theta \omega} + \frac{\cos(\omega t_0 + \varphi)}{k}\right)}_{\frac{1}{\Theta \omega} \frac{\Theta}{k} \sqrt{\omega^2 + \frac{k^2}{\Theta^2}} \cos \omega t_0}\right]$$

$$= -M_0 \left[\sin \omega t_0 \cdot \frac{\frac{r}{L} - \frac{k}{\Theta}}{k \frac{r}{L}\left(\frac{r}{L} + \frac{k}{\Theta}\right)} + \frac{\cos \omega t_0}{k \omega}\right];$$

$$C_1 = -\frac{M_0}{k}\sqrt{\left[\frac{\frac{r}{L} - \frac{k}{\Theta}}{\frac{r}{L}\left(\frac{r}{L} + \frac{k}{\Theta}\right)}\right]^2 + \frac{1}{\omega^2}} \cdot \cos(\omega t_0 - \chi)$$

$$= V \cdot \cos(\omega t_0 - \chi), \qquad (3)$$

wobei bei Vernachlässigung von $\frac{1}{\omega^2}$ unter der Wurzel,

$$V \doteq -\frac{M_0}{k} \frac{\frac{r}{L} - \frac{k}{\Theta}}{\frac{r}{L}\left(\frac{r}{L} + \frac{k}{\Theta}\right)}$$

ist. Die Berücksichtigung des Einschaltvorganges ergibt also keine prinzipielle Änderung in der Bewegung. Die Drehspule gibt im allgemeinen einen Ausschlag

$$\alpha(t \to \infty) = C_1,$$

der aber mit t_0 variiert (3) und zwar ganz ähnlich, wie bei der vorhergehenden Behandlung (2).

Die obige Betrachtung zeigt eben, daß, ganz abgesehen von anderen technischen Schwierigkeiten, das Gleichstromdrehspuleninstrument infolge der Abhängigkeit des Ausschlages von der Einschaltphase, als Meßgerät für Wechselstrom nicht in Betracht kommt.

Selbst wenn es gelänge, auf einfache Weise das Instrument immer bei einem gewissen (günstigsten) Momentanwert der Spannung an diese zu schalten, bestehen noch immer zu große Hindernisse, als daß es praktisch Verwendung finden könnte.

Wenn die Drehspule wie üblich durch ein Moment prop. α in die Ruhelage gebracht wird, so führt sie bekanntlich erzwungene Schwingungen aus, über die die Eigenschwingung oder aperiodische Bewegung gelagert ist. Für den Fall der Aperiodizität und sehr kleinem Rückführungsmoment müßte der aperiodische Anteil der Bewegung als ballistischer Ausschlag sichtbar sein.

In Anlehnung daran könnte man auch in unserem Fall von der Hauptbewegung als Eigenbewegung des Systems sprechen. Nur klingt diese Eigenbewegung nicht in der Ruhelage aus, sondern in der oben als Endausschlag bezeichneten Lage $\alpha = C_1$.

Hiermit ist nachgewiesen, daß die gewöhnlich gemachte Annahme über das Verhalten einer Drehspule beim Durchfluß von Wechselstrom nicht einwandfrei ist.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß eine von Wechselstrom durchflossene Drehspule unter gewissen Voraussetzungen einen der Stromstärke proportionalen konstanten bzw. ballistischen Ausschlag ergibt.

(Eingegangen am 3. August 1922.)

Der Spannungsabfall in Elektronenröhren.

Von R. Ettenreich.

Im folgenden soll ein einfaches Verfahren zur graphischen Ermittlung der Spannungsverteilung, besonders bei Reihenschaltung von Elektronenröhren angegeben werden. Die Methode eignet sich auch zur Bestimmung der Spannungsabfälle an anderen Widerständen und soll, der Einfachheit halber, zunächst an dem Beispiel von zwei Ohmschen Widerständen erläutert, dann auf komplexe Widerstände ausgedehnt und schließlich an nicht linearen Widerständen angewendet werden.

1. Ohmsche Widerstände.

Die Schaltung entspreche der Fig. 1a, die Spannungsquelle habe die Spannung V und sei

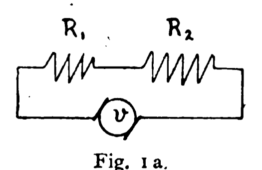


Fig. 1a.

widerstandslos. Man zeichne, wie in Fig. 1b ersichtlich, die „Charakteristik" von R_1, d. h. vom Ursprung A des Stromspannungskoordinatensystems

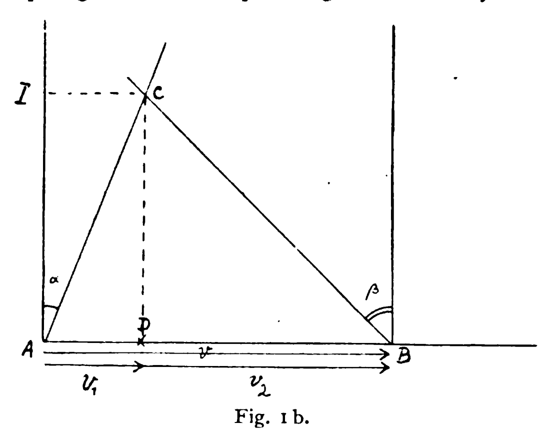


Fig. 1b.

eine Gerade mit der Neigung $\operatorname{tg} \alpha = R_1$. Dann schneidet man die der Spannung V entsprechende Strecke auf der Spannungsachse ab, erhält so den Punkt B und zieht von ihm als Ursprung die „Charakteristik" von R_2, jedoch in negativem Sinne ($\operatorname{tg} \beta = R_2$). Die Projektion D des Schnittpunktes C der beiden Kennlinien auf die Spannungsachse ergibt hierauf die sich einstellenden Teilspannungen V_1 und V_2, und analog die Projektion J auf die Stromachse die beiden Widerständen gemeinsame Stromstärke. Diese Konstruktion ist nichts anderes als die geometrische Auflösung der Ohmschen Proportion; sie ist für Gleichstrom immer gültig, für Wechselstrom aber nur dann, wenn die Widerstände R_1 und R_2 gleichartige Größen sind, d. h. wenn beide entweder reine Wirkwiderstände, oder beide Kondensatoren oder beide Spulen sind.

2. Komplexe Widerstände.

Eine einfache Erweiterung gestattet aber auch die gemischten Schaltungen zu umfassen. Dabei

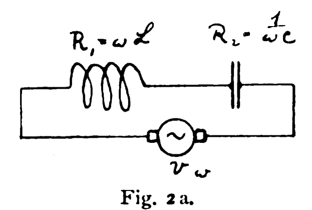


Fig. 2a.

müssen wir zwei Fälle unterscheiden, je nachdem die Spannungsabfälle in den beiden ungleichartigen

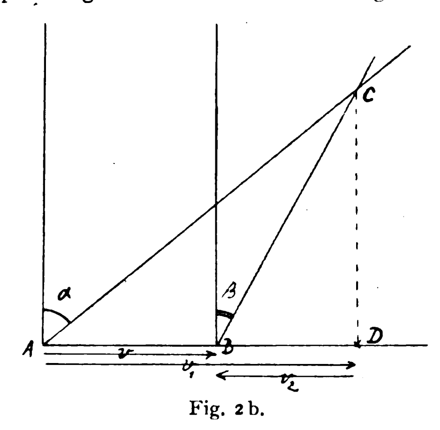


Fig. 2b.

Widerständen um 180° oder 90° in der Phase verschoben sind. Das erste gilt für die Reihen-

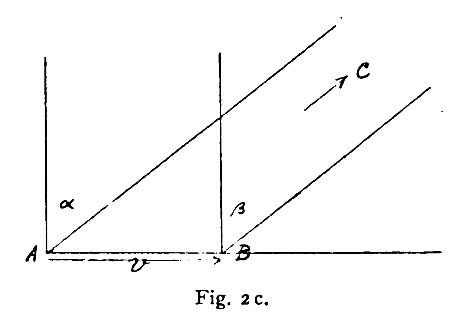


Fig. 2c.

schaltung Kondensator-Spule und positiver Wirkwiderstand—negativer Wirkwiderstand, das zweite für die Kombination Wirkwiderstand—Scheinwiderstand.

Der erste Fall ist in Fig. 2a bis d dargestellt. Er unterscheidet sich von Fig. 1 nur durch das entgegengesetzte Vorzeichen der beiden Teilspannungen. Dementsprechend ist der Winkel β nach rechts aufzutragen. Die Fig. 2c entspricht der Spannungsresonanz, die beiden „Kenngeraden" sind parallel, ihr Schnittpunkt rückt in die Unendlichkeit, die beiden Teilspannungen werden entgegen-

gesetzt unendlich. Fig. 2d zeigt schließlich die Konstruktion für einen überwiegenden kapazitiven Widerstand. Jede Frequenzänderung entspricht einer Drehung der Kenngeraden, da $\operatorname{tg} \alpha = \omega L$ und $\operatorname{tg} \beta = \omega l$ (ω = Kreisfrequenz).

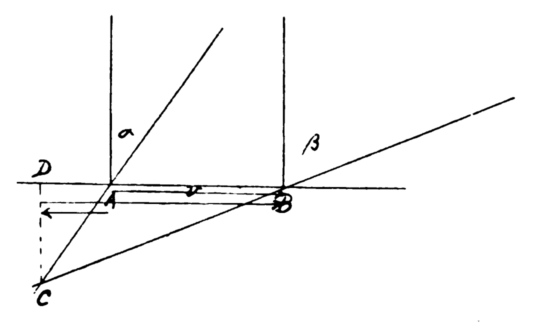


Fig. 2d.

Im zweiten Falle (Serienschaltung Wirkwiderstand—Scheinwiderstand, Fig. 3a) muß eine Vektorkonstruktion zu Hilfe genommen werden, die in

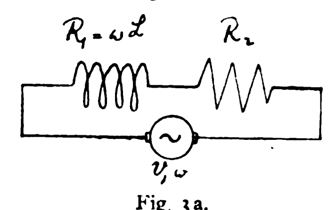


Fig. 3a.

Fig. 3b erläutert ist. Die beiden Widerstandsgeraden werden wie in Fig. 1 aufgetragen, von ihrem Schnittpunkt C eine Senkrechte auf den

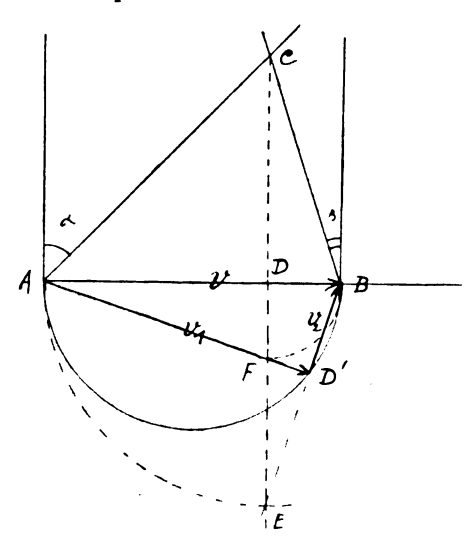


Fig. 3b.

Vektor AB gefällt und über den Punkt D hinaus verlängert. Ferner schlägt man einen Halbkreis über dem Durchmesser AB und einen Kreisbogen mit dem Mittelpunkt D und dem Halbmesser DA. Der Schnittpunkt E dieses Bogens mit dem Strahl CD wird mit B durch eine Gerade verbunden, die den Halbkreis im Punkte D' schneidet. Die Vektoren AD' und $D'B$ sind sodann die gesuchten Teilspannungen. Die Richtigkeit der Konstruktion geht daraus hervor, daß der Punkt D' auf dem Halbkreise liegen muß, weil die Teilspannungen einen rechten Winkel einschließen, und daß die Längen der Vektoren sich wie die entsprechenden Widerstände verhalten müssen, was aus den Dreiecksähnlichkeiten der Figur leicht entnommen werden kann, wenn man die von D auf AB gefällte Höhe zu Hilfe nimmt. Selbstverständlich gelangt man zur gleichen Lösung, wenn man von dem Widerstand R_2 ausgeht und den Schnittpunkt F bestimmt.

3. Gekrümmte Kennlinien.

Der Vorteil dieses Verfahrens, das auf eine Vermeidung der Zahlenrechnung hinausläuft, wird aber erst bedeutend, wenn die Zahlenrechnung

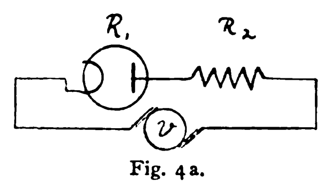


Fig. 4a.

selbst auf Schwierigkeiten stößt, also bei Widerständen mit nicht linearer Charakteristik, wie bei Gasentladungsstrecken oder Elektronenröhren.

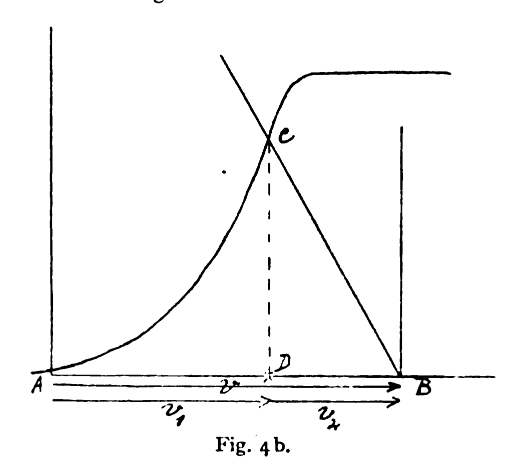


Fig. 4b.

Wenn die Kennlinie eines solchen Widerstandes bekannt ist, können die sämtlichen vorstehenden Konstruktionen angewendet werden, wobei zu berücksichtigen ist, daß diese Entladungsformen stets reine Wirkwiderstände sind. Fig. 4a und b zeigt die Ermittlung der Spannungsverteilung einer über einen Ohmschen Widerstand geschlossenen Gleichrichterröhre. Liegt Wechselstrom vor, so ist natürlich an Stelle der „statischen" Charakteristik die dynamische zu verwenden..

In Fig. 5a ist die bekannte Schaltung des Dynatrons nach A. W. Hull[1]) wiedergegeben. Man sieht, daß durch den negativen Widerstand dieser Anordnung ein ganz ähnlicher Effekt erzielt wird, wie bei der Spannungsresonanz: die Teilspannungen sind größer als die angelegte Gesamtspannung.

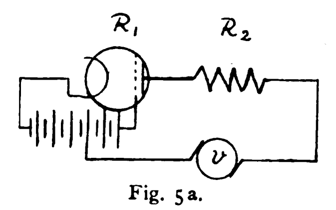


Fig. 5a.

Solange der Schließungswiderstand R_2 kleiner ist als der Absolutwert des negativen Widerstandes R_1, ergibt sich nur ein einziger Schnittpunkt C der beiden Kennlinien. Läßt man R_2 aber wachsen, d. h. vergrößert man den Winkel β, so ergeben

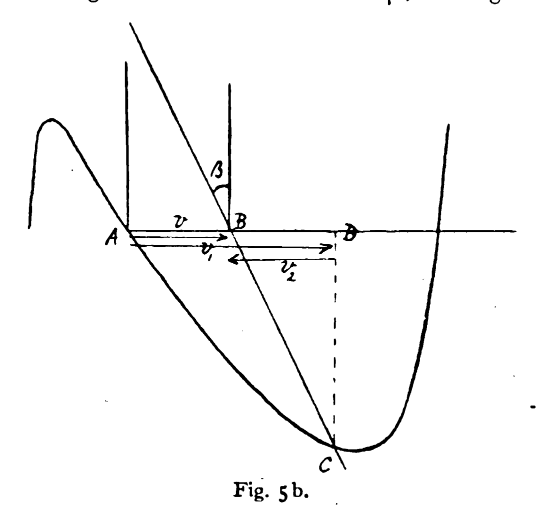


Fig. 5b.

sich drei Schnittpunkte von denen, wie man leicht erkennt, der mittlere einer instabilen Lösung entspricht.

4. Reihenschaltung von Elektronenröhren.

Diese ist deshalb von praktischem Interesse, weil ein ähnlicher Fall bei der Speisung von Senderohren über Gleichrichter und bei Telephoniesendern mit vorgeschaltetem Modulatorrohr vorliegt. In Fig. 6a ist ein Schema der Schaltung, in 6b ein solches der Konstruktion dargestellt. Die beiden Kennlinien werden wieder über der angelegten Gesamtspannung in entgegengesetzter Richtung aufgetragen und die Projektion des Schnittpunktes aufgesucht.

Handelt es sich um die Benutzung eines Gleichrichters, so wird man bestrebt sein, den Spannungsabfall in diesem möglichst niedrig zu halten und wird ihm deshalb einen höheren Sättigungsstrom geben als dem zu speisenden Senderohr. (Entsprechend den stark ausgezogenen Charakteristiken der Fig. 6b). Das gilt natürlich nur für den Fall, daß die Gesamtspannung größer ist

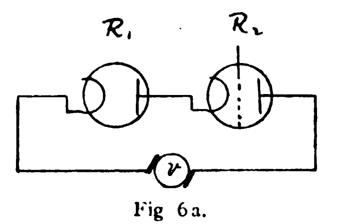


Fig 6a.

als die Summe der beiden Sättigungsspannungen, denn sonst schneiden sich die Kurven noch mit ihren aufsteigenden Teilen (Raumladungsparabeln) und die Größe des Sättigungsstromes (Kathodentemperatur) ist ganz ohne Einfluß. Bei praktischen Sendern arbeitet man indes stets in der Sättigung,

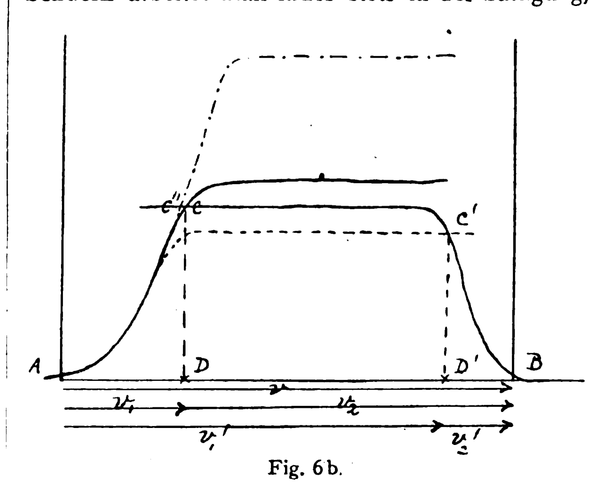


Fig. 6b.

um einen guten Wirkungsgrad zu bekommen, die Tendenz geht sogar dahin, die Spannungen möglichst zu steigern, um mit geringer Heizleistung das Auslangen zu finden. Ferner geht man in der Praxis dazu über, die zusammengehörigen Sende- und Gleichrichtrohre nach dem gleichen Modell zu bauen, so daß sie sich nur dadurch unterscheiden, daß das eine ein Gitter enthält, das andere nicht. Würde man eine derartige Kombination unterhalb der Sättigung betreiben, so entfiele auf jedes Rohr die Hälfte der Spannung, d. h. 50 % der Energie würden im Gleichrichter vernichtet. Es ist also notwendig so zu arbeiten, daß das Senderohr gesättigt ist und das Gleichrichtrohr nicht. Das Diagramm 6b zeigt jedoch, daß der Unterschied der Sättigungsströme nur ganz gering zu sein braucht. Eine erhebliche Steigerung des Heizstromes des Gleichrichters, durch die sich die ursprüngliche stark gezeichnete Kennlinie in die strichpunktierte verwandelt, bewirkt

[1]) Proc. Inst. Radio Engineers 1918, S. 5.

bloß die unbedeutende Verschiebung des Schnittpunktes von C nach C'', während eine geringe Verminderung der Heizleistung (der die strichlierte Kurve entspricht) die gewaltige Verschiebung von C nach C' verursacht.

Dieser Zusammenhang kann zu der merkwürdigen Folge führen, daß unter Umständen ein Gleichrichtrohr durch zu geringe Heizung beschädigt wird. Die Teilspannung, die an dem Gleichrichtrohr liegt, verschiebt sich nämlich beim Heruntergehen unter den Sättigungsstrom des Senders plötzlich von D nach D' und wenn es nicht für diese hohe Spannung gebaut ist, kann eine unzulässige Erhitzung der Anode eintreten.

Interessant ist ferner der Umstand, der auch aus dem Diagramm abgelesen werden kann, daß der Schnittpunkt C und somit die Spannungsverteilung undefiniert wird, wenn die Sättigungen der beiden Rohre genau gleich einreguliert sind.

Unter der Kennlinie des Senderohres ist in diesem Zusammenhange stets die Kurve Anodenspannung—Anodenstrom und nicht Gitterspannung—Anodenstrom zu verstehen.

Es ist nicht schwierig, die hier für Gleichstrom entwickelten Verhältnisse für den Wechselstrombetrieb zu erweitern. Ferner kann die im Vorstehenden für die Reihenschaltung von nur zwei Widerständen beschriebene Methode auf eine größere Anzahl ausgedehnt werden, wenn man sie schrittweise in je zwei Gruppen zusammenfaßt.

5. Zusammenfassung.

Jeder reproduzierbare Entladungsvorgang läßt sich durch ein Stromspannungsdiagramm (Kennlinie) wiedergeben. Liegen zwei Widerstände in Serie an einer Spannungsquelle, so erhält man die Spannungsteilung, indem man über der zur Verfügung stehenden Gesamtspannung die beiden Kennlinien in entgegengesetzter Richtung aufträgt und den Schnittpunkt auf die Spannungsachse projiziert.

Die Erweiterung dieses Verfahrens auf Scheinwiderstände sowie seine Anwendung bei Elektronenröhren wird erörtert.

(Eingegangen am 17. Juli 1923.)

Besprechungen.

Roth, W. A. und Scheel, K., **Konstanten der Atomphysik.** 114 S. Julius Springer, Berlin 1923.

Die „Konstanten der Atomphysik" ist ein Tabellenwerk, das als Sonderdruck der soeben erschienenen 5. Auflage der physikalisch-chemischen Tabellen (Landolt und Börnstein) unter besonderer Mitarbeit von E. Regener in Stuttgart herausgegeben ist. Es enthält alle Daten, welche besonders den Physiker interessieren, der auf dem Gebiet der Atomphysik arbeitet. Das Erscheinen dieses Buches dürfte somit von vielen Fachgenossen, denen die Beschaffung des ganzen Tabellenwerkes zu kostspielig ist, außerordentlich begrüßt werden. Es scheint fast, als wenn die „Konstanten der Atomphysik" noch mehr auf der Höhe der Zeit stehen als das Gesamtwerk; denn im periodischen System der Elemente sehen wir hier das Element Nr. 72 als Verwandten des Zirkons bezeichnet, während es in den „physikalisch-chemischen Tabellen" noch zu den seltenen Erden gerechnet wird. Aus dem Inhalt seien folgende Tabellen angeführt: Periodisches System und radioaktive Elemente von St. Meyer; Geschwindigkeit, Weglänge und Dimensionen der Gasmoleküle von Valentiner; Loschmidtsche Zahl von Führt; e/m des Elektrons von Wentzel; Wirkungsquantum h von Ladenburg; Strahlungskonstanten von Gerlach; Wellenlängen des gesamten (auch Röntgen-)Spektrums von Behnken, Gehrcke, Glaser; Anregungs- und Ionisierungsspannungen von Grotrian; Terme der Spektralserien von Paschen; Entladungsspannungen von Schumann usw. F. Henning.

Landé, A., **Fortschritte der Quantentheorie.** XI, 91 S., 9 Abb. i. T. Th. Steinkopf, Dresden und Leipzig 1922.

Im vorliegenden 5. Bande der naturwissenschaftlichen Reihe der „Wissenschaftlichen Forschungsberichte" behandelt der durch seine spektraltheoretischen Arbeiten bekannte Verfasser in Anlehnung an Bohr in übersichtlicher und klarer, aber streng mathematischer Darstellung die Quantentheorie der Spektren. Zuerst wird die ältere, auch durch Sommerfeld, Schwarzschild, Ehrenfest und Epstein geförderte Theorie des Wasserstoffatoms, der Systeme mit mehreren Elektronen, der Störungen der Emission durch äußere Kraftfelder und der Bandenspektren dargelegt. Dann werden die beiden hier schwer zugänglichen Kopenhagener Akademiearbeiten von Bohr ausführlich referiert; diese weisen gegenüber seinen ersten Veröffentlichungen eine wesentliche Vertiefung, aber auch einen bedeutenden Zuwachs an mathematischen Hilfsmitteln auf. Hier gestattete das Korrespondenzprinzip Aussagen über die Wahrscheinlichkeit der Quantenübergänge zu machen, somit über die Intensität und Polarisation des bei diesen Übergängen ausgestrahlten Lichtes. Die allerneueste Deutung des periodischen Systems der chemischen Elemente durch Bohr konnte vom Verfasser nicht mehr berücksichtigt werden. Sehr förderlich ist die Literaturzusammenstellung am Ende eines jeden Abschnittes. Für den technischen Physiker im allgemeinen dürfte dieser mathematisch-physikalische Band sich als zu speziell erweisen. R. Swinne.

Laqueur, A., Müller, O. und Nixdorf, W., **Leitfaden der Elektromedizin für Ärzte und Elektrotechniker.** 243 S. 133 Abb. i. T. Carl Marhold, Halle a. d. S. 1922.

Mediziner und technische Fachleute haben sich vereinigt, um in dem vorliegenden nicht zu umfangreichen Bande eine Darstellung des gesamten Gebietes der Elektromedizin mit Ausnahme der Röntgentechnik zu geben. Da das Buch nicht nur für Elektrotechniker, sondern auch für Ärzte bestimmt ist, so beginnt es mit einer elementaren kurzen Darstellung der physikalischen Grundlagen der Elektromedizin. In dem zweiten, dem Hauptabschnitt, werden wohl so ziemlich alle in der Praxis üblichen elektromedizinischen Apparate, bei denen die Elektrizität unmittelbar oder mittelbar angewendet wird, nach Anwendungsgebieten geordnet besprochen. In zahlreichen Abbildungen, die meist aus Katalogen und Prospekten stammen, werden die gebräuchlichsten Apparatetypen vor Augen geführt. Äußerst spärlich sind dagegen Schaltungsschemata, sowie quantitative Angaben, wie sie der Konstrukteur benötigt. Doch bietet das Buch dem technischen Physiker einen reichhaltigen und klaren Überblick über das weitverzweigte Gebiet der elektromedizinischen Apparate. Ein als Anhang bezeichneter kurzer dritter Teil beschäftigt sich mit dem elektrischen Widerstand des elektrischen Körpers, den Gefahren des elektrischen Stromes und mit der Elektrokardiographie.

H. Behnken.



Maurach, H., **Der Wärmefluß in einer Schmelzofenanlage für Tafelglas.** IX, 96 S. R. Oldenbourg, München und Berlin 1923.

In der vorliegenden Schrift wird über umfassende Betriebsversuche berichtet, die der Verfasser an einer der größten europäischen Schmelzanlagen für Tafelglas bei der Vereinigten Vogeliusschen und Wentzelschen Glashütten G. m. b. H. ausgeführt hat. Nach viertägigen Vorversuchen wurde ein 96 stündiger Hauptversuch angestellt, währenddessen in der ganzen Anlage vom Generator bis zur Esse die Veränderungen der Temperaturen, der Druck- und Zugverhältnisse sowie der chemischen Zusammensetzung von Frisch- und Abgasen fortlaufend beobachtet wurden. Die Größe der Versuchsanlage wird charakterisiert durch Zahlenangaben für die Wanne des Schmelzofens (Badoberfläche 164 qm, Fassungsvermögen 200 cbm flüssiges Glas von 500 t Gewicht), der Umfang der Versuche durch eine Tabelle der 67 verwendeten Meßinstrumente aller Art, worunter nicht weniger als 12 Platin-, Platin-Rhodium-Thermoelemente und 9 optische Pyrometer.

Auf die Fülle der Einzelheiten der Untersuchung kann hier nicht eingegangen werden. Es soll nur aus den Ergebnissen erwähnt werden, daß in der Stunde in der Anlage 12800000 kcal umgesetzt, aber nur 12,8 % der dem System durch Brennstoff, Dampf und Gemenge primär zugeführten Wärmemenge in dem der Wanne entnommenen Glas enthalten, also nutzbringend verwertet worden sind, trotzdem es sich hier um eine der modernsten und bestgeleiteten Anlagen handelt. Die Wärmeverluste verteilen sich zu ungefähr einem Drittel auf die Abfallprodukte, zu zwei Drittel auf Leitung und Strahlung. Die größten Verlustposten bilden die Abkühlungsverluste des Ofens (über 40 %) und die Verluste in den zum Kamin ziehenden Abgasen (30 %).

Den Weg zur Verbesserung des Wärmewirkungsgrades sieht der Verfasser aber mit Rücksicht auf die Haltbarkeit des Ofens weniger in einer Verringerung als in einer nützlichen Verwertung der ausgestrahlten und abgeleiteten Wärme. Es sei in diesem Zusammenhang daran erinnert, daß man neuerdings z. B. die Abwärme von Kupferraffinieröfen weitgehend und erfolgreich ausgenutzt hat.

M. Jakob.

Graetz, L., **Lehrbuch der Physik.** V. verm. Aufl. VI, 521 S. Franz Deuticke, Leipzig und Wien 1923.

Im Vorwort spricht der Verfasser aus, daß sein Buch wesentlich für Studierende an Hochschulen bestimmt sei. Es umfaßt die wohlgesicherten experimentellen Ergebnisse der Physik, wie sie der Autor etwa seinen Zuhörern vortragen mag. In fast 600 Paragraphen, die zu Kapiteln und Abschnitten wohlgeordnet und übersichtlich zusammengefaßt werden, sind die wichtigsten Fragen mit sehr geringem mathematischem Apparat leicht verständlich auseinandergesetzt und durch zweckmäßige Figuren erläutert. Allerdings kann der Leser keinen Begriff von den großen Theorien erhalten, die die heutige Physik beherrschen. Von dem Bohrschen Modell und der Theorie der Spektrallinien wird ebensowenig gesprochen wie von dem Nernstschen Wärmesatz; die Quantentheorie wird auf 3/4 Seite, die Relativitätstheorie auf 1/4 Seite besprochen und die Radioaktivität wird auf nur 5 Seiten abgehandelt. Dem Referenten scheint, daß auch in einem wesentlich der Experimentalphysik gewidmeten Buch diese Theorien ausführlich auseinandergesetzt werden müssen, da es allein mit ihrer Hilfe möglich ist, die Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Gebieten der Physik zu erkennen.

F. Henning.

Smoluchowski, M. v., **Abhandlungen über die Brownsche Bewegung und verwandte Erscheinungen.** Ostwalds Klassiker Nr. 207. 8°, VIII, 150 S. mit Verfasserbild u. 4 Abb. i. T. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig 1921.

Den Übergang von der klassichen Physik des Mediums zur modernen atomdynamischen bildet die molekularkinetische Statistik. Es ist ja gerade die Erforschung der vom englischen Botaniker Brown vor einem Jahrhundert entdeckten Bewegung suspendierter Teilchen gewesen, welche den Energetiker Wi. Ostwald vor 15 Jahren von dem experimentellen Beweise der atomistischen Beschaffung der raumerfüllenden Stoffe überzeugte. Somit gehört auch die diesbezügliche theoretische Abhandlung von Smoluchowski gleich den gleichzeitigen von Einstein zu den klassischen. Der durch seine schwankungstheoretischen Arbeiten bekannte Prager Physiker Fürth hat diese aus dem Jahre 1906 stammende Smoluchowskische Arbeiten zusammen mit sechs späteren (aus den Jahren 1913/15) im vorliegenden Bändchen herausgegeben, mit einem kurzen Lebenslauf des Verfassers und mit etwa ein Fünftel des Buches ausmachenden Anmerkungen — Erläuterungen und Hinweisen — versehen.

R. Swinne.

Cermak, P., **Die Röntgenstrahlen.** 130 S. 112 Abb. i. T. J. A. Barth, Leipzig 1923.

Nachdem die Pohlsche Monographie über die Physik der Röntgenstrahlen seit dem Jahre 1912 keine neue Auflage erlebt hat, wird es jeder, der mit Röntgenstrahlen physikalisch zu arbeiten hat, begrüßen, wenn ihm in dem vorliegenden Werke eine auf der Höhe der Zeit stehende Darstellung des genannten Wissensgebietes geboten wird. Da das Buch ein nur wenig veränderter Abdruck aus dem von L. Graetz herausgegebenen Handbuche der Elektrizität und des Magnetismus ist, so waren seinem Umfange von vornherein Schranken gesetzt. Innerhalb dieser Schranken ist es dem Verfasser vorzüglich gelungen, den fraglichen Gegenstand klar und vollständig darzustellen, wobei das Hauptgewicht auf die experimentellen Tatsachen gelegt ist. Zahlreiche Literaturhinweise sowie Tabellen und graphische Darstellungen erhöhen die wissenschaftliche Brauchbarkeit des Buches. An dem vorliegenden Exemplar fällt als Schönheitsfehler die Verwendung verschiedenartigen Papieres auf (die vielleicht durch technische Gründe bedingt ist). Im übrigen ist die Ausstattung des Buches, insbesondere der Druck und die Wiedergabe der Abbildungen sehr gut.

H. Behnken.

Fuchs, F., **Grundriß der Funkentelegraphie.** 12. neub. Aufl. 95 S., 160 Abb. i. T. R. Oldenbourg, München und Berlin 1922.

Das aus Vorträgen bei der Ausbildung von Funkertruppen hervorgegangene und schon während des Krieges in weiten Kreisen rühmlichst bekannt gewordene kleine Werk mit den zahlreichen übersichtlichen Figuren am Rand der Seiten bedarf bei seiner 12. Auflage keiner besonderen Empfehlung mehr. Gegenüber früheren Auflagen sind einzelne neue Abschnitte über die Maschinensender von Nauen und Eilvese, die Rahmenantenne, den Hochfrequenzverstärker, die Röhrensender des Reichsfunknetzes usw. hinzugefügt. Auch sonst ist das Büchlein an vielen Stellen umgearbeitet so daß es wie bisher neben einer elementaren Einleitung über Gleichstrom, Wechselstrom, elelektrische Schwingungen und Wellen, Resonanzerscheinungen usw. dem der Funkentelegraphie ferner Stehenden bequem einen Überblick über den neuesten Stand dieses wichtigen Gebietes vermittelt.

F. Henning.

Wiegner, G. und Stephan, P., **Lehr- und Aufgabenbuch der Physik** für Maschinenbau- und Gewerbeschulen, sowie für verwandte technische Lehranstalten und zum Selbstunterricht. II. Teil. Lehre von der Wärme. Lehre vom Licht (Optik). Wellenlehre. 2. verb. A. 8°, IV, 180 S., 132 Abb. i. T. III. Teil. Elektrizität (einschließlich Magnetismus). Einführung in die Elektrotechnik. II. verb. u. verm. A. 8°, IV, 210 S., 233 Abb. i. T. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1921.

Ein didaktisch zweifellos gut angelegtes, klar die Grundlagen an Hand von Abbildungen, Formeln und Aufgaben darstellendes und dabei die technischen Anwendungen stets bringendes Lehrbuch, welches durch Berücksichtigung

neuester Fortschritte der Theorie und Technik angenehm berührt. Die Optik ist leider viel zu kurz geraten. Sie ist nur etwa 20 Seiten lang. In der Elektrizitätslehre ist der Galvanismus vorangesetzt, während die Elektrostatik den Schluß bildet. Überall sind die Abkürzungen des AEF verwendet. R. Swinne.

Valentiner, S., **Vektoranalysis.** 132 S. 13 Abb. i. T. III. A. Sammlung Göschen Nr. 354, Berlin 1923.

Es handelt sich um eines der bekannten Göschen-Bändchen. Der in äußerst knapper und klarer Weise behandelte Inhalt ist in drei Teile gegliedert, deren erster die Rechnungsregeln der Vektoranalysis enthält. Der zweite Teil bringt Anwendungen in einigen physikalischen Gebieten (Potentialtheorie, Hydrodynamik, Theorie der Elektrizität), während im dritten Teil die linearen Vektorfunktionen, Dyaden und Tensoren behandelt sind. Jedem, dem darum zu tun ist, sich in kurzer Zeit das Handwerkszeug des Vektorkalküls zu eigen zu machen, kann das inhaltreiche und klare und dabei preiswerte Bändchen warm empfohlen werden. H. Behnken.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Intensitäts- und Richtungsmessungen der durchdringenden Strahlung.

In der Preußischen Akademie der Wissenschaften legte Geheimrat Prof. Dr. Nernst eine Mitteilung des Studienrats Dr. Werner Kolhörster in Berlin (z. T. gemeinschaftlich mit G. v. Salis) vor „Intensitäts- und Richtungsmessungen der durchdringenden Strahlung". Dank dem Entgegenkommen der Leitung der Jungfraubahn und anderer Donatoren war es nach eingehenden Vorarbeiten, die in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgeführt wurden, möglich, die bisher noch ganz rätselhafte, wahrscheinlich kosmisch durchdringende Strahlung unter besonders günstigen Umständen, nämlich im Gletschereise und in großer Höhe, messend zu verfolgen. Es ergab sich mit Sicherheit, daß es sich um eine sehr harte Gammastrahlung handelt, wie sie den uns bekannten Radioelementen nicht zukommt, und außerdem eine Andeutung dafür, daß sie vorwiegend aus dem Gebiete der Milchstraße, also von einer Stelle zu uns gelangt, woselbst die (jungen) roten Riesensterne (bzw. Nebelmassen) besonders zahlreich versammelt sind.

Personalnachrichten.

Aachen. A. o. Professor für Mechanik und Aerodynamik an der Technischen Hochschule in Aachen Dr. Ludwig Hopf wurde zum ordentlichen Professor daselbst ernannt.

Berlin. Im Alter von 49 Jahren starb Ministerialrat Professor Dr.-Ing. Friedrich Bendemann, früher Direktor der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt in Berlin-Tempelhof.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Dr. Wilhelm Budde, (Telegraphentechnisches Reichsbüro) Berlin-Wilmersdorf, Emserstraße 21.

Seitens des Herrn Dr. C. Müller, Berlin-Charlottenburg:
Herr Oberregierungsrat Prof. Dr. Günther Schulze, Charlottenburg, Marchstraße 25 (P.T.R.).

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. Bauch, Berlin, Schwarzkopfstraße 5, jetzt Berlin-Siemensstadt, Brunnenstraße 9 (Siemens & Halske, Wernerwerk I, Zentr. Lab.).
Herr Dipl.-Ing. Flier, Charlottenburg, Hölderlinstraße 11, jetzt New York, City M.L.A. c/o Adlanco Industria Producto Corporation Safayette Street.
Herr Dr. Werner Friedrichs, Würzburg, Maistraße 4, jetzt Stützerbach, Thüringen.
Herr Ober-Ing. Richard Hirsch, Charlottenburg, Kantstraße 146, jetzt Roma, Italien, Via de Fritone 201 (Siemens & Co.).
Herr Dr. J. Holtsmark, Phys. Institut der Universität, Kristiania, jetzt Phys. Institut der Techn. Hochschule, Trondhjem.
Herr Dr.-Ing. Karl H. Strödter, Hersfeld a. d. Fulda, Nachtigallenstraße 11, jetzt Bochum, ABC-Straße 7.
Herr Dr. Wyszomirski, jetzt Neu-Rössen bei Merseburg, Uferstraße 3.

Ausscheidungen zum 31. Dezember 1923.

Herr Dr. Bauer, Göschwitz i. Sa., Zementfabrik.
Herr Dr. E. Bronnert, St. Pölten bei Wien.
Herr Direktor Grimm, Göschwitz i. Sa.
Herr Hans Moeser, Lichterfelde, Lorenzstraße 9.
Herr Ernst Petzold, Zittau i. Sa., Böhmischestraße 29.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Jena.

Ordentliche Hauptversammlung am 6. Dezember 1923, abends 8 Uhr, im Hörsaal des technisch-physikalischen Institutes.

1. Geschäftliches: Kassenbericht.

Beiträge (außerordentliche Umlage für das laufende Jahr: 10 Pfennig; Jahresbeitrag für 1924: 70 Pfennig).

Satzungsänderung, Neuwahl des Vorstandes:

1. Vorsitzender: Herr Dr.-Ing. Bauersfeld, Jena,
2. Vorsitzender: Herr Dr. Berger, Jena,
Schatzmeister: Herr Dr. Hartinger, Jena,
1. Schriftführer: Herr Fertsch,
2. Schriftführer: Herr Dr. Löwe, Jena.

Nach der Satzungsänderung bleibt der gewesene 1. Vorsitzende jeweils ein weiteres Jahr als Beirat und Vorstand.

Eingetreten: Herr Dipl.-Ing. Julian Baratz, Jena, Herderstraße 2 (B. war Mitglied der Berliner Ortsgruppe).

Ausgeschieden sind im Geschäftsjahre die Herren: Dr. Erfle, Dr. Obrig und cand. phil. Nathing durch Tod, Herr Dr. Leicher infolge Wegzug und Herr Dr. Bauer und Herr Direktor Grimm auf eigenen Wunsch. Die derzeitige Mitgliederzahl beträgt 86.

2. Vortrag des Herrn Prof. Dr. Schumann: „Fragen der elektrischen Kraftverteilung". gez. Fertsch.

Inhaltsverzeichnis 1923.

Die Zahlen bedeuten die Seiten.

A. Sachverzeichnis.

Allgemeines, Zuzammenfassende Berichte, Originalbeiträge, Zuschriften an die Schriftleitung, Mitteilungen aus Technik und Industrie, Buchbesprechungen.

Allgemeines.

Buchbesprechungen.

Die eingeklammerten Namen sind die der Rezensenten.

Allgemeine Physik.

Allgemeine technische Physik.

Mechanische und akustische Schwingungen.

Technische Elastizitätslehre.

Technische Wärmelehre.



Technische Optik.

Technische Elektrizitätslehre.

Elektrische Schwingungen.

Technische Metallphysik.

Physik der technischen Stoffe.

B. Namensverzeichnis.

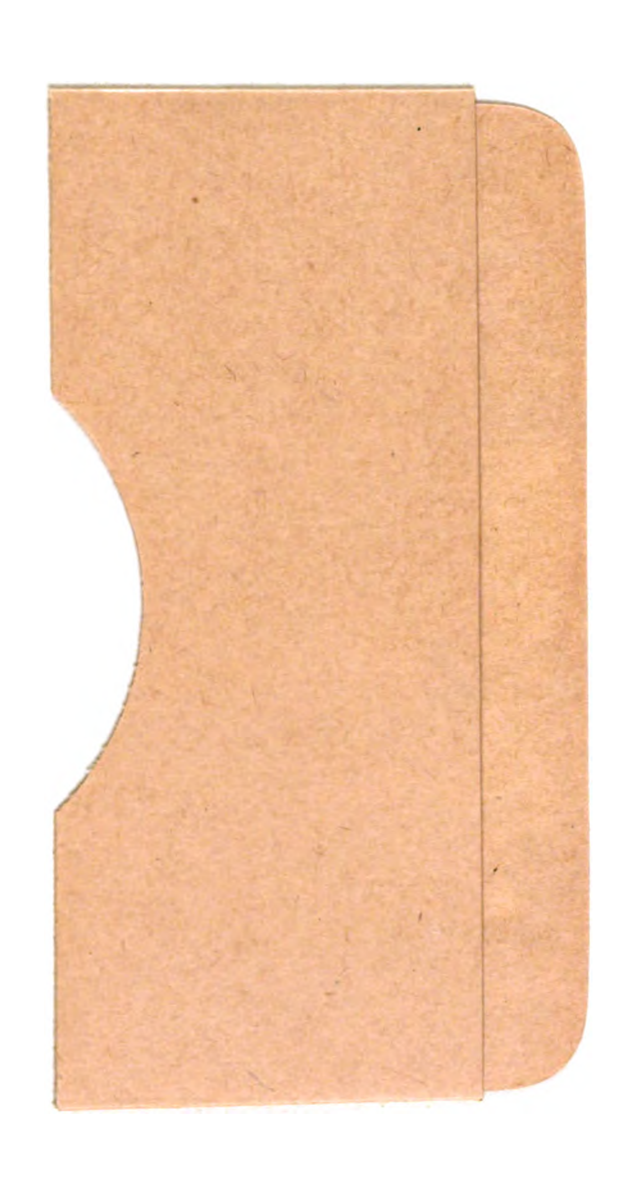
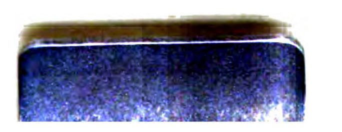
Die eingeklammerten Buchstaben hinter den Namen bedeuten:

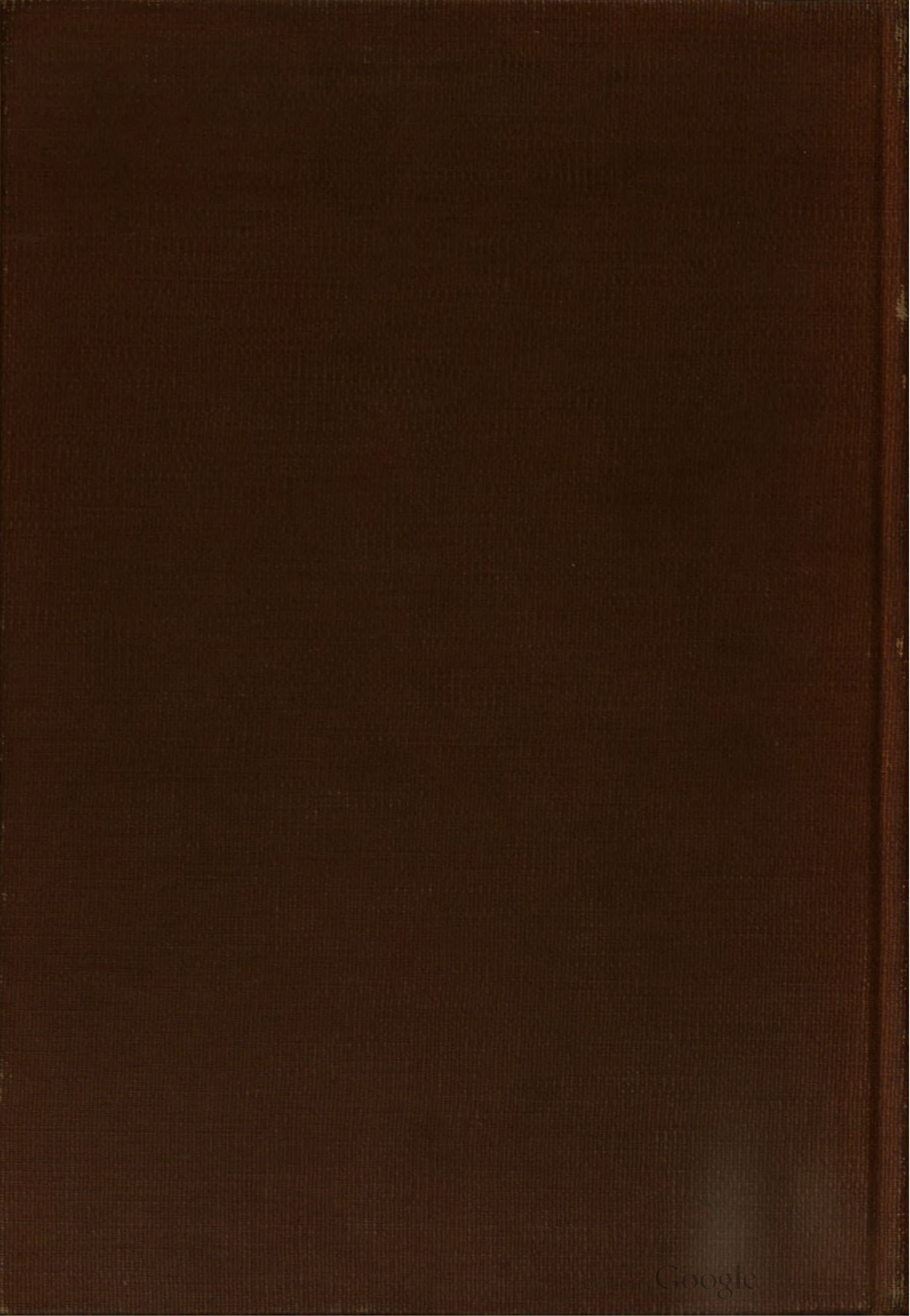
(A) = Verfasser eines mit Namen gezeichneten Aufsatzes oder einer Mitteilung.
(R) = Verfasser einer Buchbesprechung.
(B) = Nennung als Verfasser eines selbständigen Buches oder als Herausgeber einer Zeitschrift (unter Besprechungen).
(P) = Nennung in einer persönlichen oder gesellschaftlichen Mitteilung.

Die Zahlen bedeuten die Seiten.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.




Digitized by Google

